



**HAL**  
open science

# Modélisation thermodynamique instationnaire d'une boucle fluide diphasique à pompage capillaire pour la traction ferroviaire: étude du phénomène de changement de phase dans l'évaporateur

A. Boubaker

► **To cite this version:**

A. Boubaker. Modélisation thermodynamique instationnaire d'une boucle fluide diphasique à pompage capillaire pour la traction ferroviaire: étude du phénomène de changement de phase dans l'évaporateur. Thermique [physics.class-ph]. Université de Pau et des pays de l'Adour, 2014. Français. NNT : . tel-01090337

**HAL Id: tel-01090337**

**<https://theses.hal.science/tel-01090337>**

Submitted on 3 Dec 2014

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

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

# Modélisation thermodynamique instationnaire d'une boucle fluide diphasique à pompage capillaire pour la traction ferroviaire : étude du phénomène de changement de phase dans l'évaporateur

## THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 8 juillet 2014

pour l'obtention du

Doctorat de l'université de Pau et des Pays de l'Adour  
(spécialité énergétique)

par

Riadh Boubaker

### Composition du jury

*Rapporteurs :* Frédéric Lefèvre, Professeur, INSA, Lyon  
Marc Prat, Directeur de Recherche, IMFT, Toulouse

*Directeur :* Vincent Platel, Maître de Conférences HDR, UPPA, Pau

*Examineurs :* Lounès Tadrist, Professeur, IUSTI, PolyTech Marseille  
Vincent Ayel, Maître de Conférences, ENSMA Poitiers  
Sébastien Nicolau, Alstom Transport, Tarbes

---

Laboratoire de Thermique, Énergétique et Procédés (LaTEP) – EA 1932  
Ecole Nationale Supérieure en Génie des Technologies Industrielles  
Université de Pau et des Pays de l'Adour



# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier tous les gens qui ont contribué de près ou de loin à l'aboutissement de ce projet, en particulier Mathieu Bancelein, Nicolas Blet et Teeka Tantavichit.

Je souhaite également remercier Messieurs Prat et Léfèvre qui ont accepté, en qualité de rapporteurs, de faire une critique scientifique de ce travail.

Tous mes remerciements vont également à Sebastien Nicolau pour m'avoir donné l'occasion de travailler sur ce projet intéressant. Je le remercie également pour avoir soutenu et encouragé cette étude en tant que représentant des partenaires financiers.

Je remercie également Vincent Platel, mon directeur de thèse, pour son aide, pour tous ses précieux conseils scientifiques et ses encouragements durant ces trois années. Les discussions enrichissantes m'ont permis d'apprendre énormément de choses dans le domaine énergétique.

Je suis très reconnaissant à Karim Maaroufi, chargé des systèmes informatiques au sein de la plateforme technologique Primes, pour m'avoir aidé à résoudre les problèmes informatiques et m'avoir assuré les meilleures conditions de travail à distance sur les serveurs de calcul de Primes.

J'adresse mes remerciements à tous mes collègues de bureau et les personnels de l'OMP : Tatiana, Mario, Aurelian, Eric, Laurent, Cecile, Sandrine, Sylvette, pour leurs encouragements et leur soutien.

Finalement, je dis merci à ma famille et à mes amis pour leur support et leurs encouragements.



# Résumé

Les boucles diphasiques à pompage capillaire sont des systèmes performants de transfert thermique qui peuvent transporter, de manière passive, de très importantes quantités de chaleur sur de grandes distances : utilisant les phénomènes qui apparaissent lors de la vaporisation d'un liquide dans un corps poreux (la mèche) contenu dans l'évaporateur, ces dispositifs offrent l'avantage de ne pas utiliser d'organe mécanique de puissance pour mettre le fluide frigorigène en mouvement. Vu les performances dont ces systèmes ont fait preuve dans le domaine spatial, leur utilisation dans le domaine gravitaire est aujourd'hui sérieusement étudiée, en particulier dans le domaine ferroviaire.

Le travail de cette thèse porte sur la description du comportement thermodynamique instationnaire global d'une boucle diphasique à pompage capillaire, utilisée par Alstom Transport pour refroidir ses composants d'électronique de puissance.

La première partie de ce travail consiste en la modélisation du transfert de masse et de chaleur dans la mèche contenu dans l'évaporateur, qui est le composant clé de la boucle. Un modèle mathématique instationnaire 2D a été développé pour décrire l'écoulement diphasique avec changement de phase dans le milieu poreux. Les résultats numériques de ce modèle montrent la formation d'une poche de vapeur au sein de la mèche poreuse. Une étude approfondie est élaborée pour décrire la dynamique de la croissance de cette poche en fonction de plusieurs paramètres (géométrie, sous-refroidissement, température de saturation, porosité).

La deuxième partie de ce travail consiste à coupler le modèle de l'évaporateur au reste de la boucle afin d'obtenir un modèle thermodynamique global avec une interface liquide/vapeur mobile dans la mèche poreuse. Ce modèle est validé en régime transitoire par une confrontation de ses résultats aux mesures obtenues lors d'une précédente campagne expérimentale. Le comportement de la boucle au cours de la phase de démarrage est ensuite étudié. Finalement, la réponse transitoire de la boucle globale est analysée, en portant un intérêt particulier au comportement de l'évaporateur soumis à un créneau de puissance appliqué, à la variation de la température de consigne du réservoir de contrôle et à la variation de la température de la source froide en contact avec le condenseur.

**Mots clés :** boucle diphasique à pompage capillaire, simulation numérique, changement de phase, évaporateur, milieu poreux, écoulement diphasique.



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Résumé</b>	<b>iii</b>
<b>Introduction</b>	<b>xv</b>
<b>Nomenclature</b>	<b>xvii</b>
<b>Acronymes</b>	<b>xxi</b>
<b>1 Contexte et objectifs industriels</b>	<b>1</b>
1.1 Présentation du groupe ALSTOM . . . . .	1
1.2 Contexte industriel . . . . .	2
1.2.1 Électronique de puissance d'une chaîne de traction . . . . .	2
1.2.2 Techniques actuelles de refroidissement . . . . .	4
1.2.3 Cadre de la thèse . . . . .	6
<b>2 Boucles fluides diphasiques à pompage thermocapillaire : état de l'art</b>	<b>11</b>
2.1 Etat de l'art . . . . .	11
2.1.1 Constitution et principe de fonctionnement . . . . .	11
2.1.2 Le cycle thermodynamique . . . . .	16
2.1.3 Le choix du fluide . . . . .	16
2.1.4 Limites de fonctionnement . . . . .	18
2.2 Synthèse bibliographique . . . . .	18
2.2.1 Modèles globaux de BFDPT . . . . .	18
2.2.2 Modèles d'évaporateur . . . . .	22
<b>3 Description du modèle de l'évaporateur</b>	<b>29</b>
3.1 Modèle physique . . . . .	29
3.1.1 Hypothèses . . . . .	31
3.1.2 Bilan de matière . . . . .	31
3.1.3 Loi de Darcy . . . . .	32
3.1.4 Bilan d'énergie thermique . . . . .	32
3.1.5 Modèle de changement de phase . . . . .	35
3.1.6 Modèle du bâti métallique (culasse de l'évaporateur) . . . . .	35
3.1.7 Conditions aux limites . . . . .	35
3.2 Résultats et discussions . . . . .	37
3.2.1 Influence du bâti métallique . . . . .	38
3.2.2 Croissance de poche de vapeur . . . . .	39
3.2.3 Champ de vitesse . . . . .	52

3.2.4	Profil de température . . . . .	55
3.2.5	Flux parasite . . . . .	57
3.3	Validation du modèle . . . . .	62
3.3.1	Résultats expérimentaux . . . . .	62
3.3.2	Comparaison avec les résultats de notre modèle . . . . .	65
3.4	Conclusion . . . . .	65
<b>4</b>	<b>Modèle global instationnaire d'une boucle de type CPL</b>	<b>67</b>
4.1	Description du démonstrateur EHP de la CPLIP . . . . .	67
4.2	Modèle de la phase de démarrage . . . . .	68
4.2.1	Dynamique du piston de vapeur dans la conduite vapeur . . . . .	69
4.2.2	Conduite horizontale contenant le condenseur . . . . .	72
4.2.3	Conduite liquide . . . . .	73
4.3	Modèle global de la boucle diphasique après le démarrage . . . . .	74
4.3.1	Hypothèses . . . . .	74
4.3.2	L'évaporateur . . . . .	74
4.3.3	Le condenseur . . . . .	75
4.3.4	Le réservoir . . . . .	76
4.3.5	Conduite liquide reliant le condenseur au réservoir . . . . .	78
4.3.6	Conduite vapeur . . . . .	79
4.3.7	Conduite liquide réservoir-évaporateur . . . . .	80
4.3.8	Liquide à l'entrée de l'évaporateur . . . . .	81
4.4	Vapeur dans les cannelures . . . . .	82
4.4.1	Variation spatiale de la pression de vapeur dans les cannelures . . . . .	82
4.4.2	Evolution spatiale de la température de la vapeur en régime permanent	87
4.5	Démarrage : vaporisation dans les cannelures . . . . .	90
4.5.1	Echauffement du liquide contenu dans les cannelures et les canaux . . . . .	90
4.5.2	Vaporisation dans les cannelures . . . . .	91
4.6	Conclusion . . . . .	95
<b>5</b>	<b>Résultats du modèle global de la CPLIP</b>	<b>97</b>
5.1	Co-simulation et validation du modèle . . . . .	97
5.1.1	Co-simulation entre Simplorer et Freefem++ . . . . .	97
5.1.2	Validation du modèle . . . . .	98
5.2	Démarrage de la CPLIP . . . . .	102
5.2.1	Vidange de la conduite vapeur . . . . .	102
5.2.2	Evolution des débits . . . . .	103
5.2.3	Evolution des températures . . . . .	104
5.2.4	Pertes de charges . . . . .	105
5.3	Comportement de la boucle après le démarrage . . . . .	105
5.3.1	Influence d'un créneau de puissance sur le fonctionnement de la boucle	106
5.3.2	Influence de la température de la source froide sur le comportement de la boucle . . . . .	113
5.3.3	Influence d'une modification de la température du réservoir sur le com- portement de l'évaporateur . . . . .	124
5.4	Comportement de l'évaporateur dans la boucle . . . . .	135
5.4.1	Conductance de l'évaporateur . . . . .	135
5.4.2	Poche vapeur . . . . .	135
5.4.3	Influence du coefficient d'accommodation . . . . .	137

5.5	Conclusion . . . . .	139
<b>A</b>	<b>Principe d'une chaîne de traction</b>	<b>149</b>
<b>B</b>	<b>Constitution de la CPLIP</b>	<b>151</b>
B.1	Constitution et géométrie de la CPLIP . . . . .	151
B.2	Evaporateur . . . . .	151
B.2.1	Culasse . . . . .	152
B.2.2	Liquide libre . . . . .	153
B.2.3	Mèche . . . . .	153
B.3	Réservoir . . . . .	153
<b>C</b>	<b>Conditions d'équilibre d'une interface sphérique dans le cas d'une bulle</b>	<b>155</b>
C.1	Expressions approchées des pressions d'équilibre . . . . .	155
C.2	Expressions approchées des modification des températures . . . . .	158
C.3	Expressions exactes des conditions d'équilibre d'une interface sphérique . . .	158
C.3.1	Relation de Thomson . . . . .	158
C.3.2	Conditions d'équilibre approchées . . . . .	160
<b>D</b>	<b>Théorie de la prise de moyenne</b>	<b>163</b>
<b>E</b>	<b>Propriétés thermophysiques du méthanol</b>	<b>167</b>
E.1	Données . . . . .	167
E.2	Pression de saturation . . . . .	167
E.3	Pente de la courbe de saturation en fonction de la température . . . . .	169
E.4	Chaleur latente de vaporisation . . . . .	170
E.5	Tension de surface . . . . .	171
E.6	Masse volumique du liquide . . . . .	172
E.7	Masse volumique de la vapeur saturante . . . . .	173
E.8	Capacité thermique massique à pression constante . . . . .	174
E.8.1	Liquide . . . . .	174
E.8.2	Vapeur . . . . .	174
E.9	Conductivité thermique . . . . .	175
E.9.1	Liquide . . . . .	175
E.9.2	Vapeur . . . . .	175
E.10	Viscosité dynamique . . . . .	176
E.10.1	Liquide . . . . .	176
E.10.2	Vapeur . . . . .	176
<b>F</b>	<b>Quelques propriétés thermophysiques du nickel</b>	<b>179</b>
<b>G</b>	<b>Pertes de charges</b>	<b>181</b>
G.1	Pertes de charge régulières . . . . .	181
G.1.1	Ecoulement laminaire . . . . .	181
G.1.2	Ecoulement turbulent . . . . .	182
G.1.3	Modélisation informatique . . . . .	183
G.2	Pertes de charge singulières . . . . .	183
G.2.1	Changement de section brutal . . . . .	184
G.3	Pertes de charge visqueuses dans la zone diphasique du condenseur . . . . .	185



# Table des figures

1.1	Transistors IGBT employés en traction électrique . . . . .	3
1.2	Pack IGBT ALSTOM . . . . .	4
1.3	Système de refroidissement à air . . . . .	4
1.4	Système de refroidissement liquide . . . . .	5
1.5	Refroidissement par immersion . . . . .	5
1.6	Schéma de principe d'un caloduc . . . . .	6
1.7	Test d'une CPLIP sur une rame du métro parisien . . . . .	7
1.8	CPLIP tri-évaporateurs, institut P', ENSMA . . . . .	8
2.1	Capacités de transfert thermique des différentes technologies . . . . .	12
2.2	Les deux types de BFDPT . . . . .	12
2.3	Concept de CPL gravitaire, la CPLIP, EHP . . . . .	13
2.4	Coupe d'un évaporateur cylindrique . . . . .	13
2.5	Coupe d'un évaporateur plan . . . . .	13
2.6	Le fluide dans la structure poreuse de l'évaporateur . . . . .	14
2.7	Zone d'évaporation dans un évaporateur plan . . . . .	14
2.8	Ménisque dans un tube capillaire . . . . .	15
2.9	CPL : cycle parcouru par une particule fluide en régime permanent . . . . .	16
2.10	Domaine de fonctionnement d'une boucle diphasique à pompage capillaire . . . . .	17
2.11	Performances capillaires des fluides (critères EHP) . . . . .	18
2.12	Phénomène de désamorçage induit par la limite capillaire . . . . .	19
2.13	Modèle global d'une CPL . . . . .	20
2.14	Modèle de condenseur . . . . .	20
2.15	Discrétisation en éléments de volume, Kaya . . . . .	21
2.16	Schéma de principe des modèles développés par Lachassagne et Delalandre . . . . .	22
2.17	Réseaux nodaux interconnectés . . . . .	22
2.18	Configurations thermiques étudiées par Li . . . . .	23
2.19	Les deux modes principaux de fonctionnement de l'évaporateur . . . . .	24
2.20	Schéma de la partie de l'évaporateur modélisé par Ren . . . . .	25
2.21	Réseau de pores 2D . . . . .	26
2.22	Résultats de simulation des deux modèles de Figus . . . . .	27
2.23	Coupes de l'évaporateur de LHP traité par Zhang . . . . .	28
3.1	Coupe de l'évaporateur plan d'une CPL . . . . .	30
3.2	Partie élémentaire générique d'une boucle diphasique à pompage capillaire . . . . .	30
3.3	Domaine d'étude (VER) . . . . .	31
3.4	Coupes transversales des deux types d'évaporateurs étudiés . . . . .	38
3.5	Influence du bâti métallique sur le transfert de chaleur dans la mèche . . . . .	39
3.6	Naissance de la poche vapeur sans surchauffe au déclenchement . . . . .	40

3.7	Surchauffe nulle . . . . .	41
3.8	Surchauffe uniforme pour $\Delta p = 0,1 \text{ bar}$ . . . . .	42
3.9	Naissance de poches de vapeur séparées (surchauffe au déclenchement non uniforme) . . . . .	43
3.10	Surchauffe non uniforme . . . . .	43
3.11	Déclenchement de la vaporisation dans la mèche, Coquard . . . . .	44
3.12	Comportement dynamique de la poche de vapeur ( $7 \text{ W cm}^{-2}$ ) . . . . .	45
3.13	dimensions de la poche vapeur pour différentes densités de flux appliquées. . . . .	47
3.14	Les deux dimensions caractéristiques de la poche vapeur . . . . .	48
3.15	Diamètre de la poche vapeur pour différentes densités de flux . . . . .	48
3.16	Profondeur de la poche de vapeur pour différentes densités de flux . . . . .	49
3.17	Poche de vapeur suivant le type de configuration ( $10 \text{ W cm}^{-2}$ ) . . . . .	49
3.18	évolutions théoriques de $\kappa$ et de $\lambda_{\text{eff}}$ en fonction de $\epsilon$ . . . . .	50
3.19	Profondeur de la poche vapeur pour différentes porosités . . . . .	50
3.20	Influence de la pression dans les cannelures . . . . .	51
3.21	Influence de la pression dans les cannelures sur le profil de la température . . . . .	52
3.22	Profondeur de la poche vapeur pour différents sous-refroidissements . . . . .	53
3.23	Champ de vitesse du liquide dans la mèche ( $10 \text{ W cm}^{-2}$ ) . . . . .	53
3.24	Vitesse de la phase vapeur dans la mèche ( $10 \text{ W cm}^{-2}$ ) . . . . .	54
3.25	Réponse des débits massiques liquide et vapeur à un créneau de puissance . . . . .	54
3.26	Profil du température (en $K$ ) pour une densité de flux de $7 \text{ W cm}^{-2}$ . . . . .	56
3.27	Température à la surface de la mèche pour différentes densités de flux . . . . .	56
3.28	Evolution de la température moyenne de la surface supérieure de la mèche . . . . .	57
3.29	Le flux de chaleur dans l'évaporateur . . . . .	58
3.30	Charge thermique en fonction de la densité de flux . . . . .	58
3.31	Evolution du flux parasite en fonction du temps pour différentes densités de flux thermique . . . . .	59
3.32	Evolution du flux parasite pour différentes conductivités thermiques de la matrice poreuse . . . . .	60
3.33	Evolution du flux parasite en fonction du temps pour différentes porosités de la matrice poreuse . . . . .	61
3.34	Evolution du flux parasite en fonction du temps pour différentes valeurs du sous-refroidissement . . . . .	61
3.35	Schéma du dispositif expérimental réalisé par T. Coquard . . . . .	62
3.36	Evaporateur capillaire plan 2D réalisé par T. Coquard . . . . .	63
3.37	Photo de la poche vapeur . . . . .	64
3.38	Les dimensions de la mèche modélisée . . . . .	64
3.39	Résultats numériques pour différentes distributions de pores, T. Coquard . . . . .	64
3.40	Poche de vapeur calculée par notre modèle . . . . .	65
4.1	Schéma du démonstrateur initial de la CPLIP, Lossouarn . . . . .	67
4.2	Dispositif expérimental de la CPLIP testé en février 2006, Lossouarn . . . . .	68
4.3	Démarrage de la CPL : phase de progression du piston de vapeur . . . . .	68
4.4	Modèle global de boucle après le démarrage . . . . .	74
4.5	Modèle d'évaporateur . . . . .	75
4.6	Modèle de condenseur . . . . .	75
4.7	Schéma du modèle de réservoir . . . . .	76
4.8	Modèle de conduite liquide . . . . .	78
4.9	Modèle de conduite vapeur . . . . .	80

4.10	Modèle de conduite liquide réservoir-évaporateur . . . . .	80
4.11	Modèle de conduite liquide réservoir-évaporateur . . . . .	80
4.12	Coupe médiane de l'évaporateur de la CPLIP . . . . .	81
4.13	Déplacement de la vapeur dans les cannelures et les canaux latéraux . . . . .	82
4.14	Nombre de Reynolds local dans les cannelures. . . . .	86
4.15	Pression vapeur dans les cannelures en fonction de la puissance . . . . .	87
4.16	Ecart pression vapeur cannelure en fonction de la puissance . . . . .	88
4.17	Température de la vapeur dans les cannelures . . . . .	89
4.18	Température de la vapeur à la sortie de la cannelure . . . . .	89
5.1	Evolution de température de la paroi de la partie basse du réservoir . . . . .	99
5.2	Température de la surface extérieure de la paroi de la culasse . . . . .	100
5.3	Evolution des températures au cours du cycle de traction . . . . .	101
5.4	Position du piston vapeur dans la conduite vapeur (400 W) . . . . .	102
5.5	Position du piston vapeur dans la conduite vapeur pour différentes puissances appliquées . . . . .	103
5.6	Débit massique du liquide à la sortie du condenseur (400 W) . . . . .	104
5.7	Température dans la partie basse du réservoir (400 W) . . . . .	104
5.8	pertes de charge visqueuses dans la boucle pendant le démarrage (400 W) . . . . .	105
5.9	Variation de puissance appliquée à l'évaporateur . . . . .	106
5.10	Evolution des débits massiques liquide et vapeur . . . . .	107
5.11	Evolution de la longueur diphasique dans le condenseur . . . . .	108
5.12	Température de la culasse de l'évaporateur . . . . .	108
5.13	Maillage de la conduite liquide . . . . .	108
5.14	Température du liquide dans la conduite liquide . . . . .	109
5.15	Evolution des températures dans la partie basse du réservoir . . . . .	110
5.16	Température du liquide à l'entrée de la mèche . . . . .	111
5.17	Evolution temporelle des flux thermiques dans l'évaporateur . . . . .	112
5.18	Evolution temporelle des pertes de charge dans la boucle . . . . .	113
5.19	Evolution de la profondeur de la poche vapeur . . . . .	114
5.20	Evolution de la température de la source froide . . . . .	114
5.21	Evolution temporelle des débits massiques . . . . .	115
5.22	Evolution temporelle des débits massiques dans la conduite liquide . . . . .	116
5.23	Evolution temporelle du débit massique de vapeur . . . . .	116
5.24	Evolution temporelle des pertes de charge dans la boucle . . . . .	117
5.25	Evolution temporelle de la longueur diphasique dans le condenseur . . . . .	117
5.26	Température de la culasse de l'évaporateur . . . . .	118
5.27	Température du liquide dans la conduite reliant le condenseur au réservoir . . . . .	119
5.28	évolution temporelle de la température de la paroi de la conduite qui relie le condenseur au réservoir . . . . .	119
5.29	Evolutions spatiales des température de la conduite et du liquide qu'elle contient	120
5.30	Evolution de la température du liquide dans la partie basse de réservoir . . . . .	121
5.31	Evolution de la température de la paroi du réservoir . . . . .	121
5.32	Température du liquide dans la conduite réservoir-évaporateur . . . . .	122
5.33	Température de la paroi de la conduite liquide réservoir-évaporateur . . . . .	123
5.34	Température du liquide à l'entrée de la mèche . . . . .	123
5.35	évolution temporelle de profondeur de la poche vapeur . . . . .	124
5.36	Rampe de température imposée au réservoir . . . . .	125
5.37	Variation de $T_R$ : évolution des débits massiques . . . . .	125

5.38	Débits massiques au début et à la fin de la modification de $T_R$ . . . . .	126
5.39	Evolution temporelle du débit massique de vapeur . . . . .	127
5.40	Evolution temporelle de la longueur diphasique dans le condenseur . . . . .	128
5.41	Evolution de la température de la culasse de l'évaporateur . . . . .	128
5.42	Température du liquide dans la conduite liquide . . . . .	129
5.43	Evolution temporelle de la température de paroi de la conduite liquide . . . . .	129
5.44	Température du liquide dans la partie basse du réservoir . . . . .	130
5.45	Température de la paroi de la partie basse du réservoir . . . . .	131
5.46	Température du liquide dans la conduite qui relie le réservoir à l'évaporateur . . . . .	131
5.47	Température de la paroi de la conduite réservoir-évaporateur . . . . .	132
5.48	Evolution spatiale de la température de la conduite liquide réservoir-évaporateur . . . . .	132
5.49	Température du liquide à l'entrée de la mèche . . . . .	133
5.50	Flux thermiques dans l'évaporateur . . . . .	134
5.51	Evolution de la profondeur de la poche vapeur . . . . .	135
5.52	Conductance de l'évaporateur . . . . .	136
5.53	Poche vapeur . . . . .	136
5.54	Débits massiques de vapeur pour différentes puissances . . . . .	137
5.55	Température de liquide à l'entrée de la mèche pour différentes puissances . . . . .	138
5.56	Profondeur de la poche vapeur en fonction des coefficients d'accommodation . . . . .	138
5.57	Température du bâti en fonction des coefficients d'accommodation . . . . .	139
A.1	Éléments constitutifs d'une chaîne de traction . . . . .	149
B.1	Constitution générale de la CPLIP . . . . .	151
B.2	Coupe transversale de l'évaporateur . . . . .	154
C.1	Conditions d'équilibre thermodynamique d'une interface sphérique . . . . .	156
C.2	Surchauffe nécessaire au démarrage de la nucléation (méthanol) . . . . .	158
D.1	Schéma du VER d'un milieu poreux saturé en eau liquide . . . . .	164
E.1	Pression de saturation du méthanol . . . . .	167
E.2	Pente de la courbe de saturation du méthanol . . . . .	169
E.3	Chaleur latente de vaporisation du méthanol . . . . .	170
E.4	Tension de surface du méthanol . . . . .	171
E.5	Masse volumique du méthanol liquide . . . . .	172
E.6	Masse volumique de la vapeur saturante du méthanol . . . . .	173
E.7	Capacités thermiques massiques du méthanol . . . . .	174
E.8	Conductivité thermique massique du méthanol liquide . . . . .	175
E.9	Viscosité dynamique liquide du méthanol . . . . .	176
E.10	Viscosité dynamique vapeur du méthanol . . . . .	176
G.1	Coefficient de perte de charge visqueuses . . . . .	182
G.2	Masse volumique et viscosité dynamique moyenne dans la zone diphasique du condenseur . . . . .	185

# Liste des tableaux

1.1 Performances et caractéristiques des systèmes de refroidissement . . . . .	7
B.1 Géométrie de la CPLIP . . . . .	152



# Introduction

Alstom Transport, comme d'autres groupes industriels, s'est orienté vers la traction électrique à la suite du choc pétrolier de 1973. La chaîne de traction électrique est l'ensemble de tous les composants qui permet la conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique capable de mouvoir le train. La traction électrique utilise les technologies les plus avancées dans le domaine de l'électronique de puissance. La conception des composants d'électronique de puissance est aujourd'hui un domaine en pleine expansion. Alstom Transport étudie et développe d'ailleurs de nouveaux semi-conducteurs SiC (carbure de silicium) dans le but d'augmenter les performances tout en économisant l'énergie électrique. Ces semi-conducteurs intéressent plusieurs applications dans les domaines des hautes fréquences, des hautes températures et des fortes puissances. Son utilisation à des températures élevées dans le domaine de la traction électrique ferroviaire imposera des contraintes thermiques encore plus importantes, les densités de flux de chaleur dissipées pouvant atteindre  $200 \text{ W cm}^{-2}$ .

Les systèmes de refroidissement actuels sont les systèmes secs par convection naturelle, par air forcé ou des systèmes utilisant le refroidissement à eau. Leur bon fonctionnement impose une maintenance régulière à l'opérateur final. Ces systèmes induisent de plus des nuisances sonores importantes, qui peuvent atteindre  $90 \text{ dB}$  et qui influent sur le confort des passagers. Ces systèmes ont des capacités de transfert de chaleur qui restent toutefois limitées et les équipements de refroidissement sont souvent très volumineux et encombrants.

La gestion thermique des nouveaux composants d'électronique de puissance, la réduction des coûts de maintenance et des nuisances sonores conduisent à développer de nouveaux systèmes de refroidissement, plus performants en terme de capacité de transport, passifs pour réduire les coûts de fonctionnement et les nuisances sonores. Pour répondre à ces besoins, les boucles diphasiques à pompage capillaire sont des systèmes de refroidissement très prometteurs. Les boucles diphasiques à pompage capillaire ont initialement été développées par la NASA, après les travaux précurseurs de Stenger en 1966, pour répondre à des contraintes thermiques dans le domaine spatial. Aujourd'hui, ces boucles sont développées pour répondre à des besoins beaucoup plus contraignants dans le champ de gravité terrestre, en particulier dans le domaine du transport ferroviaire. Les CPL (Capillary Pumped Loop) sont des systèmes de transfert thermique passifs, modulaires, autonomes, très performants et très fiables. Ces boucles utilisent le phénomène de changement de phase pour transporter de grandes quantités de chaleur sur des distances pouvant atteindre plusieurs mètres sans aucun organe de pompage mécanique externe. Les CPL permettent une réduction des coûts de maintenance de l'ordre de 10% pour l'opérateur final tout en maintenant un haut niveau de fiabilité. Elles contribuent également à réduire de 20% les nuisances sonores par rapport aux systèmes de refroidissement actuels.

L'objet de ce travail de thèse est de développer pour Alstom Transport un modèle thermodynamique complet d'une boucle diphasique à pompage capillaire permettant de décrire son comportement pendant la phase de démarrage et les phases transitoires. L'originalité de ce

modèle est la prise en compte, pour la première fois, de la croissance de la poche vapeur dans l'évaporateur, composant clé de la CPL.

Le document issu de ce travail est composé de cinq chapitres.

Le premier chapitre présente le contexte industriel et les besoins qui ont conduit Alstom Transport à développer les boucles diphasiques à pompage capillaire pour refroidir ses composants d'électronique de puissance.

Le deuxième chapitre commence par décrire la constitution des boucles dihasiques à pompage capillaire puis leur fonctionnement. La deuxième partie de ce chapitre consiste en une étude bibliographique portant sur les modèles globaux de ces boucles en général, et sur les modèles de transfert de masse et de chaleur dans l'évaporateur en particulier.

Dans le troisième chapitre, nous nous intéresserons à la description des transferts de masse et de chaleur au sein de la mèche de l'évaporateur. Le modèle mathématique développé est un modèle instationnaire 2D permettant de simuler l'écoulement diphasique avec changement de phase dans le milieu poreux. L'évaporateur est d'abord isolé du reste de la boucle pour étudier son comportement en dehors des contraintes thermiques et mécaniques imposées par le reste de cette boucle. Nous étudierons numériquement la croissance de la poche vapeur au sein du corps poreux ainsi que l'influence de différents paramètres (géométrie, sous-refroidissement, température de saturation, porosité) sur la dynamique de sa croissance. Nous présenterons ensuite une étude sur la dépendance du flux parasite à quelques paramètres tels que la puissance appliquée sur l'évaporateur, le sous-refroidissement du liquide à l'entrée de la mèche, la porosité et la conductivité de milieu poreux. Finalement, nous proposerons une comparaison avec des résultats numériques et expérimentaux issus des travaux de T. Coquard pour valider qualitativement l'existence de la poche vapeur au sein de milieu poreux.

Le quatrième chapitre sera consacré à la présentation du modèle thermodynamique global d'une boucle de type CPLIP, constitué de plusieurs sous-modèles pour obtenir une description précise du comportement thermique et hydraulique de chacun des éléments de la boucle. Un modèle théorique permettant de décrire la totalité de la phase de démarrage sera également proposé.

Le dernier chapitre présentera les résultats numériques fournis par le modèle thermodynamique global de la boucle, avec une interface liquide/vapeur mobile dans la mèche de l'évaporateur. Ce modèle sera validé en régime transitoire par une confrontation des résultats qu'il fournit aux mesures obtenues lors d'une précédente campagne expérimentale. Le comportement de la boucle pendant la phase de démarrage sera analysé. Finalement, le comportement transitoire de la boucle globale sera étudié, en portant un intérêt particulier au comportement de l'évaporateur soumis à un créneau de puissance appliquée, à la variation de la température de consigne imposée au réservoir et à la variation de la température de la source froide en contact avec le condenseur.

Des conclusions et perspectives termineront ce document.

# Nomenclature

$a$	coefficient d'accommodation
$A$	section droite
$c_p$	capacité thermique massique à pression constante
$D_h$	diamètre hydraulique
$f$	coefficient de frottement
$g$	accélération de la gravité
$G$	conductance thermique, vitesse massique
$h$	enthalpie massique, coefficient d'échange convectif
$H$	hauteur
$\ell_v$	chaleur latente massique de vaporisation
$L$	longueur
$\dot{m}$	débit massique
$\dot{\tilde{m}}$	débit massique relatif à une surface mobile
$M$	masse molaire
$\vec{n}$	normale
$Nu$	nombre de Nu
$p$	pression
$P$	périmètre
$Pr$	nombre de Prandtl
$\vec{q}$	quantité de mouvement
$\dot{Q}$	charge thermique
$\dot{Q}_*$	puissance vaporisée
$r$	rayon
$R$	constante des gaz parfaits
$Re$	nombre de Reynolds
$S$	surface
$t$	temps
$T$	température
$\vec{v}$	vitesse
$\vec{v}$	vitesse relative à une surface mobile
$V$	vitesse de Darcy
$x$	abscisse, titre massique
$y$	ordonnée

## Lettres grecques

$\alpha$	titre volumique, diffusivité thermique
$\beta$	coefficient de dilatation isochore, longueur du piston vapeur

$\bar{\delta}$	tenseur unité
$\epsilon$	porosité
$\phi$	flux de chaleur
$\vec{\phi}$	densité de flux de chaleur
$\dot{\Gamma}$	débit massique vaporisé par unité de volume apparent de corps poreux
$\eta$	longueur de la zone diphasique du condenseur
$\kappa$	perméabilité
$\lambda$	conductivité thermique
$\Lambda$	coefficient de pertes de charge
$\mu$	viscosité dynamique
$\Omega$	volume
$\theta$	angle de mouillabilité
$v$	volume massique
$\rho$	masse volumique
$\bar{\sigma}$	tenseur des contraintes
$\sigma$	tension de surface
$\tau$	temps caractéristique
$\bar{\bar{\tau}}$	tenseur des contraintes visqueuses

## Indices

<i>a</i>	ambiance extérieure
<i>b</i>	partie basse du réservoir
<i>c</i>	culasse métallique
<i>ch</i>	pertes de charge
<i>cw</i>	cannelure-mèche
<i>can</i>	cannelure
<i>cap</i>	capillaire
<i>C</i>	condenseur
<i>d</i>	diamètre
<i>diff</i>	diffusion thermique
<i>eff</i>	effective
<i>e</i>	entrant
<i>E</i>	évaporateur
<i>E<sub>c</sub></i>	culasse de l'évaporateur
<i>L</i>	conduite liquide
<i>ℓ</i>	liquide
<i>m</i>	moyen
<i>p</i>	pore, profondeur, parasite
<i>par</i>	parasite
<i>r</i>	relatif
<i>R</i>	réservoir
<i>s</i>	solide, sortant
<i>sat</i>	saturation
<i>sens</i>	chaleur sensible
<i>sing</i>	pertes de charge singulières
<i>sur</i>	surchauffe
<i>v</i>	vapeur

$V$	conduite vapeur
$w$	mèche
*	transition de phase



# Acronymes

CIRIMAT	Centre Inter-universitaire de Recherche et d'Ingénierie des Matériaux, Université Toulouse 3
CPL	Capillary Pumped Loop
CPLIP	Capillary Pumped Loop for Integrated Power
BFDPT	Boucle Fluide Diphasique à Pompage Thermocapillaire
EHP	Euro Heat Pipes, Nivelles, Belgique
ENSGTI	Ecole Nationale Supérieure en Génie des Technologie industrielle, UPPA
GaN	nitru de gallium
GTO	Gate Turn-Off thyristor
IGBT	Insulated Gate Bipolar Transistor
LAAS	Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes
LaPLACE	Laboratoire de PLAsma et Conversion d'Energie, Université Toulouse 3
LGP	Laboratoire Génie de Production, Ecole Nationale d'Ingénieurs de Tarbes
LaTEP	Laboratoire de Thermique, Energétique et Procédés, UPPA, ENSGTI
LHP	Loop Heat Pipe
PRIMES	Pôle de Recherche privé-public pour l'Intégration de puissance, le Management de l'Énergie et ses composants de Stockage (Tarbes)
SiC	carbure de silicium
SNCF	Société Nationale des Chemins de Fer, France
UPPA	Université de Pau et des Pays de l'Adour
VER	Volume Élémentaire Représentatif



# Chapitre 1

## Contexte et objectifs industriels

### 1.1 Présentation du groupe ALSTOM

Le groupe français ALSTOM est axé sur 3 grands métiers. Il fournit des équipements et des services de production d'électricité (ALSTOM POWER), de transport ferroviaire (ALSTOM TRANSPORT) et de transmission d'électricité (ALSTOM GRID). Avec un chiffre d'affaire de 23 milliards d'euros en 2009-2010, ALSTOM se positionne dans les 3 premiers leaders mondiaux pour ses principales activités. Ainsi, ALSTOM fournit 25 % de la capacité mondiale en production d'électricité. Le groupe représente un métro sur quatre et un tramway sur quatre dans le monde. Il a en outre des positions de leader sur les produits et les technologies clés en transmission d'électricité.

ALSTOM TRANSPORT, qui représente 30% du chiffre d'affaires du groupe, propose une large gamme de produits et de services dans le domaine du transport ferroviaire : des trains à basse vitesse (type tramway et métro) aux trains de grande et très grande vitesse, en passant par les trains régionaux et les locomotives. Il fournit en plus de nombreux systèmes clés en main : infrastructures, signalisation, service et maintenance. Le groupe est le leader mondial de la grande et très grande vitesse, avec des produits comme le TGV Duplex en France, l'AVE<sup>1</sup> en Espagne, le New Pendolino en Italie, le Virgin West Coast Pendolino en Grande-Bretagne ou le KTX<sup>2</sup> en Corée du Sud. Il possède en outre des positions fortes dans le transport urbain : le tramway Citadis a par exemple été choisi par 34 villes parmi lesquelles Lyon, Barcelone, Dublin, ce qui correspond à plus de 1 380 tramways commandés et plus d'un milliard de personnes transportées. ALSTOM TRANSPORT développe enfin des technologies à la pointe de l'innovation (ERTMS<sup>3</sup>, Centres de contrôle intégré, APS<sup>4</sup>, AGV<sup>5</sup>) et travaille avec 25 400 collaborateurs dans 60 pays.

Les centres d'excellence du site ALSTOM TRANSPORT de Tarbes sont :

- les chaînes de traction pour les locomotives, les trains régionaux et les trains à très grande vitesse (la chaîne de traction utilisée pour le record du monde de vitesse sur rail de 574,8 km/h en avril 2007 a d'ailleurs été mise au point sur la plate-forme d'essai du site tarbais) ;
- les modules de puissance et appareillages pour tous les matériels roulants.

---

1. Alta Velocidad Española  
2. Korea Train eXpress  
3. European Rail Traffic Management System  
4. Alimentation Par le Sol  
5. Automotrice à Grande Vitesse

Avec un chiffre d'affaires de 254,9 millions d'euros, le site possède un effectif d'environ 750 personnes (36% de cadres, 37% de techniciens, 22% d'ouvriers, avec 81% d'hommes et 19% de femmes) pour une production annuelle de 2 000 coffres de traction, 11 000 modules de puissance et 11 000 appareillages.

Le site regroupe un atelier appareillages (disjoncteurs, contacteurs, manipulateurs de conduite), un atelier module (interrupteurs IGBT<sup>6</sup> et leur allumage et refroidissement), un atelier traction (chaîne de traction pour transformer l'énergie électrique du moteur en énergie mécanique), une plate-forme d'essais électriques. Ce site fait partie du pôle de recherche PRIMES.

La plateforme technologique PRIMES (Pôle de Recherche privé-public pour l'Intégration de puissance, le Management de l'Énergie et ses composants de Stockage) est un pôle à vocation européenne et internationale sur l'intégration électronique de puissance embarquée et la gestion de l'énergie appliquée aux transports et à l'habitat. Regroupant des partenaires publics et privés comme ALSTOM, BOOSTEC, CIRTEM, EADS, EPSILON, SAFRAN, SCT, le pôle PRIMES a pour objectifs d'étudier les architectures systèmes de gestion de l'énergie, d'améliorer la fiabilité des systèmes électroniques embarqués et de réduire les masses, les volumes et les coûts. Continuité du Laboratoire commun en Recherche Appliquative en Électronique de Puissance (PEARL) initié par ALSTOM en 2001, PRIMES rassemble également le CNRS et cinq laboratoires de recherche : le LAAS, le CIRIMAT, le LaPLACE, le LGP et le LaTEP.

## 1.2 Contexte industriel

### 1.2.1 Électronique de puissance d'une chaîne de traction

La traction électrique est née avec Werner von Siemens lorsque ce dernier a présenté une locomotive à traction électrique à Berlin en 1879. A cette époque, ce premier train électrique ne met pas en péril la prépondérance de la traction vapeur. C'est à la suite du premier choc pétrolier, en 1973, que la traction électrique a pris l'ascendant à cause de la croissance très importante de coût du carburant.

La chaîne de traction électrique est l'ensemble de tous les composants qui permet la conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique capable de mouvoir le train (cf. annexe A). La traction électrique utilise les technologies les plus avancées dans le domaine de l'électronique de puissance.

Un bref aperçu de l'historique et de l'évolution de l'électronique de puissance utilisée dans la chaîne de traction ferroviaire sera donné dans la suite.

#### 1.2.1.1 Semiconducteurs

Les semiconducteurs dans l'électronique de puissance ont principalement une fonction d'interrupteur : ils fonctionnent en commutation entre deux états, ouvert (ou bloqué) ou fermé (ou conducteur, ou encore passant). La fermeture, ou mise en conduction, désigne le basculement de l'état bloqué à l'état passant ; l'ouverture, ou blocage, désigne le basculement inverse.

---

6. Insulated Gate Bipolar Transistor

### 1.2.1.2 Diodes

La diode est un composant qui ne fait que redresser le courant, sans possibilité de contrôle. Ce composant a été testé pour la première fois en France par la SNCF en novembre 1958, où il a été utilisé comme interrupteur sur l'automotrice Z9055 [1]. C'est en 1962 que la SNCF a pris la décision de l'utiliser de manière récurrente dans ses locomotives.

### 1.2.1.3 Thyristors

Le Thyristor est le premier semi-conducteur contrôlé. Il peut être commandé à la fermeture par une gâchette mais il ne peut pas être commandé à l'ouverture. C'est en 1971 que le thyristor est utilisé pour la première fois sur la locomotive monophasée BB15000 de la SNCF [2]. Le thyristor GTO<sup>7</sup> est le premier interrupteur électronique contrôlable en courant à la fois à la fermeture et à l'ouverture. Il présente des caractéristiques de forts courant, tension et puissance mais il a l'inconvénient d'être très lent en vitesse de commutation. Sa toute première application a été faite au Japon en 1984, puis en Allemagne quelques années plus tard. En France, c'est sur une motrice TGV que les thyristors GTO ont été utilisés pour la première fois.

Généralement, les GTO sont encapsulés dans des boîtiers en céramique, appelés boîtiers "press-pack".

### 1.2.1.4 IGBT

L'apparition de l'IGBT en 1980 a engendré une révolution en électronique de puissance. L'IGBT est un transistor bipolaire commandable en tension à la fermeture et à l'ouverture. Aujourd'hui, c'est le composant le plus utilisé dans la traction électrique, où son domaine d'utilisation couvre toutes les applications de l'électronique de puissance (tramway, métro, automotrices, locomotives et TGV).



FIGURE 1.1: transistors IGBT employés en traction électrique [2].

Pour avoir plus d'informations sur la description et le fonctionnement de ces différents composants à semi-conducteurs, on peut se référer aux articles de Lefebvre et Multon [3, 4].

Ces composants électriques engendrent des contraintes thermiques qui peuvent être très élevées et atteindre des densités de puissance thermique de l'ordre de  $200 \text{ W cm}^{-2}$ . Cette puissance dissipée joue un rôle prédominant sur la durée de vie et sur la qualité du fonctionnement de l'équipement. En conséquence, la thermique joue un rôle majeur lors de la conception des composants électroniques à semiconducteurs.

Plusieurs systèmes de refroidissement différents sont aujourd'hui utilisés pour évacuer la puissance dissipée par les composants électroniques.

7. Gate Turn-Off thyristor

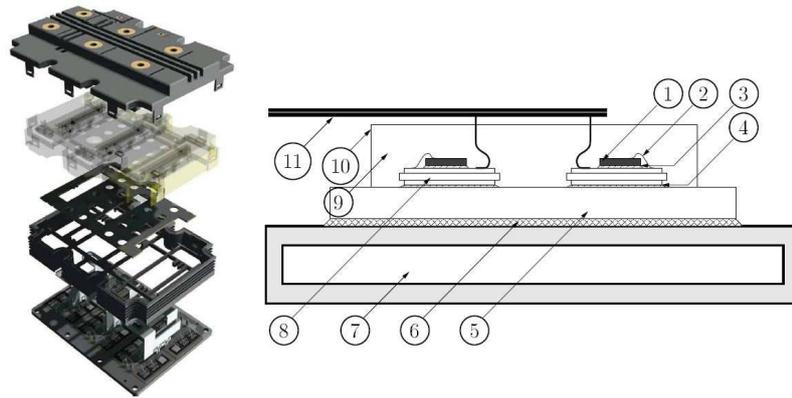


FIGURE 1.2: pack IGBT ALSTOM : 1- Puce IGBT ou diode, 2- Fil de bonding, 3- Brasure de puce, 4- Brasure DBC, 5- Diffuseur de cuivre, 6- Graisse thermique, 7- Système de refroidissement, 8- Substrat Direct Bonded Copper, 9- Gel silicone, 10- Boîtier plastique, 11- Bus bar de puissance

## 1.2.2 Techniques actuelles de refroidissement

Le système de refroidissement d'un module d'électronique de puissance dépend fortement de son application finale, c'est à dire du cycle de traction-freinage qu'il doit supporter. Il existe toute une diversité de technologies utilisées [5], fonction des missions à remplir, qui peuvent être de nature très différentes (trains à grande vitesse, métros,...). Les principaux types de systèmes de refroidissement utilisés vont rapidement être présentés ci-dessous.

### 1.2.2.1 Systèmes monophasiques

#### Refroidissement à air

Ce genre de systèmes utilise un écoulement d'air pour évacuer la puissance thermique. On distingue deux types principaux, à convection naturelle où à convection forcée, assurée par un ventilateur. Le refroidissement par convection naturelle est employé pour de faibles puissances thermiques, inférieures à 50 watts. Pour des puissances plus grandes, il est nécessaire d'utiliser un ventilateur pour mettre l'air en mouvement afin d'augmenter l'évacuation de la chaleur dans l'air ambiant, ce qui engendre un fort encombrement, aspect qui ne représente qu'un des nombreux inconvénients de cette technologie.

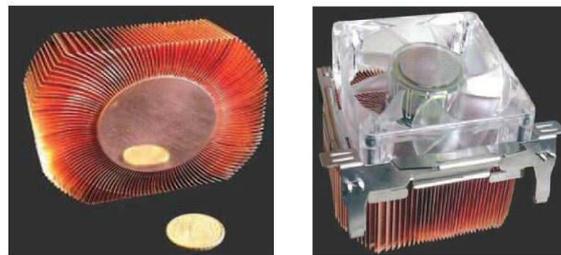


FIGURE 1.3: système de refroidissement à air [6].

#### Refroidissement liquide

Le refroidissement liquide utilise la circulation d'un liquide pour transporter la chaleur dissipée. Ce type de refroidissement est utilisé lorsque la quantité de chaleur à transférer est trop

importante pour être assurée par un refroidissement par air. Souvent, le fluide utilisé est de l'eau, liquide qui a l'avantage de posséder une capacité thermique importante. Ce système est souvent utilisé pour refroidir le press-pack GTO (dont l'encombrement est de l'ordre de  $120\text{ mm}$ ). Pour augmenter encore l'évacuation de la chaleur, Alstom Transport utilise des modules comprenant plusieurs refroidisseurs.

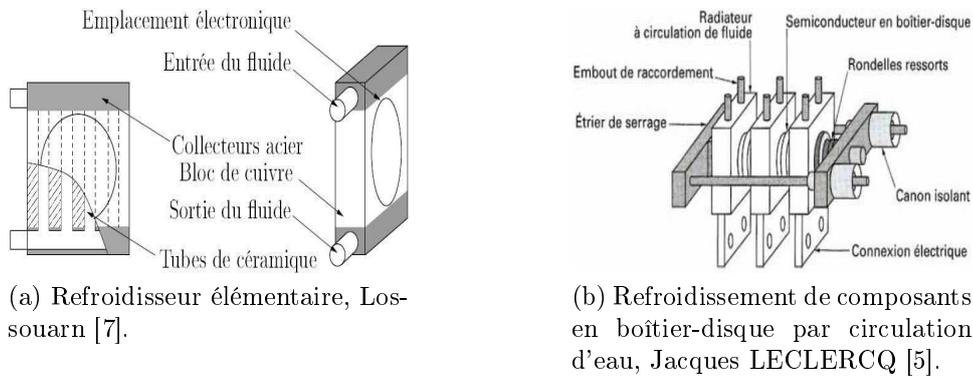


FIGURE 1.4: système de refroidissement liquide.

### 1.2.2.2 Systèmes diphasiques

Pour augmenter encore les capacités d'échange thermique, ces systèmes tirent profit d'une autre caractéristique thermodynamique des fluides : leur chaleur latente de vaporisation. Le changement de phase est en effet un phénomène fortement énergétique, l'énergie emmagasinée lors de la vaporisation pouvant ensuite être facilement évacuée en déplaçant la vapeur.

#### Refroidissement immergé

Cette technique consiste à immerger les composants d'électronique de puissance dans une cuve étanche remplie partiellement d'un liquide électriquement isolant et à faible température de vaporisation. L'énergie dégagée par les composants électriques provoque la vaporisation du liquide, la vapeur produite migre sur les parois internes de la cuve, où elle se condense directement ou via un échangeur thermique. Le refroidissement immergé permet d'évacuer des puissances de l'ordre de  $20\text{ à }25\text{ W cm}^{-2}$ .

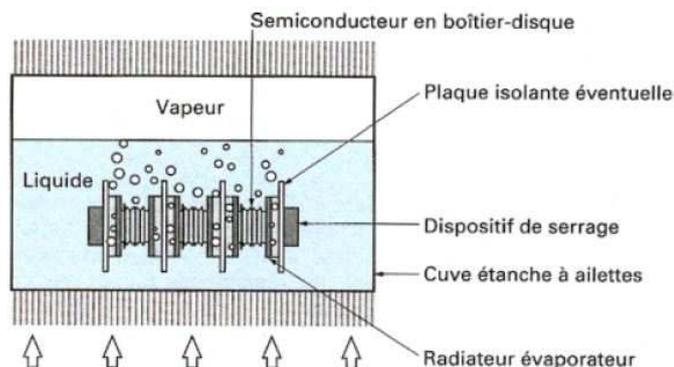


FIGURE 1.5: refroidissement par immersion [5].

### Système à caloduc gravitaire

Le caloduc est un système de refroidissement passif basé sur la circulation, dans un tube fermé, d'un fluide caloporteur en état de saturation liquide/vapeur. Les phases liquide et vapeur coexistent sur toute la longueur du tube. Le mouvement du liquide est assuré par les forces capillaires ou gravitaires, sans aucun organe mécanique de puissance. La figure 1.6 présente le principe de fonctionnement d'un caloduc capillaire : le flux de chaleur imposé sur la partie évaporateur provoque la vaporisation du fluide et augmente la pression de la vapeur, qui se dirige vers la partie condenseur, en contact avec une source froide où la pression de la vapeur est plus faible. Le liquide progresse ensuite vers l'évaporateur grâce aux forces de tension superficielles qui se développent dans le réseau capillaire.

Le caloduc peut transférer des densités de puissance variant de quelques  $Wcm^{-2}$  à quelques dizaines de  $Wcm^{-2}$ . Les applications du caloduc sont nombreuses. Ils sont en particulier très utilisés dans les domaines spatial et l'aéronautique ; son utilisation se développe aujourd'hui dans le domaine ferroviaire, en microélectronique et en électronique de puissance.

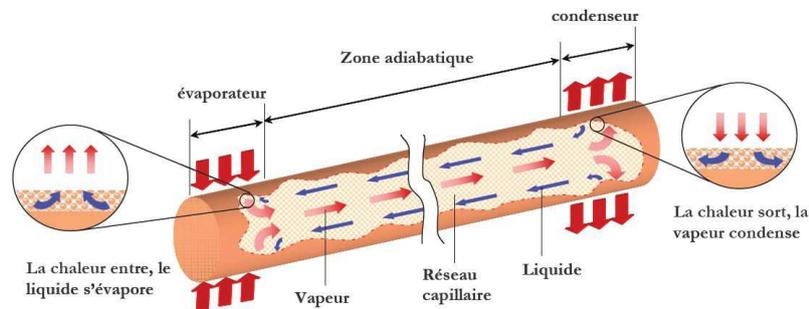


FIGURE 1.6: schéma de principe d'un caloduc [8].

### 1.2.3 Cadre de la thèse

Sur le site de Tarbes, trois types de systèmes de refroidissement des IGBT sont produits : les systèmes de refroidissements secs par convection naturelle (utilisés pour le métro par exemple), par air forcé (tramways, métros, trains régionaux) et les systèmes utilisant le refroidissement à eau (locomotives, trains à grande vitesse). Chacun de ces types de refroidissement est adapté à un profil de mission particulier : il est rarement multidisciplinaire. Lossouarn [7] donne les informations principales concernant ces systèmes, informations qui sont résumées dans le tableau 1.1.

Il est aujourd'hui nécessaire de développer des systèmes plus efficaces, capables de transférer les fortes quantités de chaleur dissipées par les nouveaux composants d'électronique de puissance développés pour l'industrie ferroviaire.

Cela est d'autant plus important qu'il faut répondre à l'augmentation attendue des performances des dispositifs d'électronique de puissance, qui imposera certainement une rupture technologique et l'utilisation de matériaux dits à "grand gap", comme le SiC, le GaN ou le diamant (considéré comme étant le matériau "ultime" dans ce domaine). L'utilisation de ces nouveaux types de semi-conducteurs est aujourd'hui très sérieusement envisagée pour répondre aux exigences toujours plus contraignantes de la gestion de l'énergie électrique dans de très nombreux domaines : transport ferroviaire, aéronautique (avion plus électrique), spatial, etc.

Technologie	Puissance nominale (kW)	Puissance maximale (kW)	Masse du module (kg)	Volume total (L)	Mise en service
Panneau à air Refroidissement à eau		17,6	85	90	
Plaques à eau Refroidissement immergé	6,0	17,4		5,5	1982
Caloduc gravitaire	1,0-10,0		67,5-170	82-227	1981
	5,0-7,5	10,4	50	25	1995

TABLE 1.1: performances et caractéristiques des systèmes de refroidissement [7].

La filière SiC est actuellement étudiée par le site tarbais de Alstom : elle est bien adaptée pour des applications dans les domaines des hautes fréquences, des hautes températures, des fortes puissances ou encore opérant en milieux hostiles.

Les autres filières de semi-conducteurs (GaN, diamant) ont également des qualités qui les rendent très attrayantes mais n'ont pas encore atteint le niveau de développement de la filière SiC et sont d'un coût plus important (en particulier le diamant).

La fiabilité de fonctionnement de ces composants, dont la durée de vie doit être de plusieurs dizaines d'années pour le ferroviaire comme pour le spatial ou l'aéronautique, à des températures élevées (pouvant atteindre plusieurs centaines de degrés Celsius) et en dissipant des quantités de chaleur importantes (densités de puissance parfois bien supérieure à  $100 \text{ W cm}^{-2}$ ), ont besoin de systèmes de régulation thermique très performants.

Dans ce cadre, les boucles diphasiques à pompage capillaire, initialement développées pour l'industrie spatiale, ont des caractéristiques qui les rendent très intéressantes pour atteindre cet objectif. Le contrôle thermique peut être localisé : le fluide frigorigène peut être amené au plus près de l'élément dont on veut contrôler la température pour être vaporisé, ce qui est capital pour des éléments électroniques à la fois toujours plus puissants et dont la miniaturisation est plus poussée. Les densités de flux transférées peuvent être très importants et ces boucles sont autoadaptatives et autonomes : elles n'ont besoin d'aucun organe mécanique extérieur pour mettre le fluide en mouvement ni de système de régulation complexe pour adapter le débit du fluide frigorigène à la puissance à évacuer, qui peut l'être sur des distances importantes. Il reste que, par rapport aux boucles spatiales, elles doivent fonctionner dans le champ gravitaire et remplir des profils de mission très différents qui se caractérisent en particulier par un très haut niveau de puissance thermique à dissiper dans des régimes de fonctionnement très fortement instationnaires.



FIGURE 1.7: test d'une CPLIP sur une rame du métro parisien (RATP).

## Les BFDPT développées par ALSTOM

Cela fait maintenant près de dix ans que Alstom développe à Tarbes des BFDPT pour répondre aux besoins en régulation thermique de ces dispositifs d'électronique de puissance. Ce travail de recherche et de développement s'est fait en collaboration étroite et continue avec EHP et avec des laboratoires universitaires.

Il s'est concrétisé par la thèse de D. Lossouarn [7], soutenue début 2008 pour étudier expérimentalement les performances thermiques d'une CPLIP, puis des stages de fin d'étude d'ingénieur de M. Bancelin [9] en 2009 puis de N. Blet [10] en 2011. La coopération avec le milieu universitaire s'est approfondie au cours de ce travail de thèse.

Après la conception et l'étude de plusieurs dispositifs expérimentaux, cet important travail a conduit à la réalisation d'un prototype de type CPLIP (Capillary Pumped Loop for Integrated Power, fabriquée par EHP) installé sur une rame de la ligne 1 du métro parisien en février 2013 (voir figure 1.7). Depuis cette date, cette boucle fonctionne quotidiennement en parcourant 250 km/jour et en montrant de très bonnes performances thermiques.

Aujourd'hui, ce travail se poursuit dans le cadre d'une collaboration réunissant Alstom, le LaTEP, EHP et la plateforme technologique PRIMES. Une thèse qui concerne l'étude de la cinétique de dégradation des fluides caloporteurs dans les BFDPT soumis à de fortes contraintes thermiques a commencé en mars 2014.

### La forte puissance

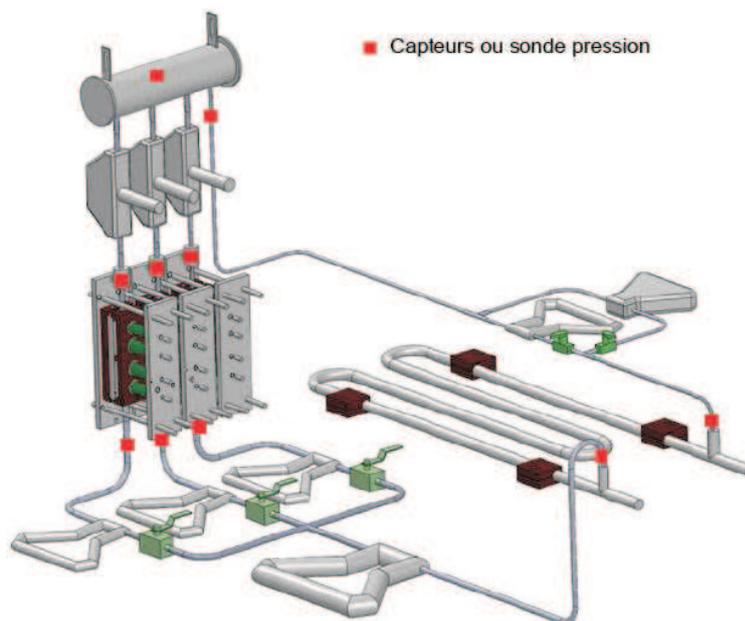


FIGURE 1.8: CPLIP tri-évaporateurs, institut P', ENSMA, Poitiers.

Des travaux concernant le développement de CPLIP de forte puissance sont actuellement en cours à l'institut P' de l'ENSMA de Poitiers, dans le cadre de la thèse de N. Blet : la boucle conçue et étudiée comprend trois évaporateurs de forte puissance connectés en parallèle sur un réservoir unique (voir figure 1.8).

Les boucles diphasiques à pompage capillaire font aujourd'hui l'objet de plusieurs études. Dans ce cadre, le travail de cette thèse a pour objet d'étudier le comportement de la CPLIP

utilisée par Alstom transport pour refroidir ses composants d'électronique de puissance. Cette étude consiste à développer un modèle thermodynamique instationnaire global de la CPLIP afin de décrire sa réponse lors de d'un démarrage puis le fonctionnement qui suit ce démarrage. L'originalité de ce travail est la description "fine" des transferts de chaleur et de masse ainsi que des phénomènes de changement de phase au sein de la mèche poreuse de l'évaporateur capillaire.



# Chapitre 2

## Boucles fluides diphasiques à pompage thermocapillaire : état de l'art

### 2.1 Etat de l'art

L'augmentation de la puissances dissipée par les composants électroniques de puissance a conduit à développer des technologies permettant de transférer des quantités de chaleur de plus en plus importantes. Les études sur les boucles fluides diphasiques à pompage thermocapillaire (BFDPT) ont été menées pour répondre à ces besoins.

Elles sont initialement développées pour réguler la température à l'intérieur des satellites et autres systèmes spatiaux. Elles ont montré une grande capacité de transport de la chaleur pour lequel leur développement est financé de façon continue depuis plus de 30 ans ; la figure 2.1, très fréquemment rencontrée, permet de comparer de manière globale les capacités de transport de la chaleur des différentes technologies utilisées dans le domaine spatial.

Deux types principaux de boucles ont été développées pour des applications en microgravité : la CPL (Capillary Pumped Loop), initialement développés par les américains après les travaux précurseurs de Stenger pour la NASA en 1966 [11], et les LHP (Loop Heat Pipe), parallèlement développées par les soviétiques derrière le rideau de fer qui existait à l'époque [12]. Globalement, le principal élément qui différencie ces deux types de systèmes est la position d'un réservoir diphasique dans la boucle ; cette différence apparemment limitée a de grandes conséquences sur le fonctionnement de ces dispositifs.

Depuis quelque années, des études sont menées sur les CPL pour répondre à des applications dans le domaine du transport terrestre (ferroviaire, automobile et avionique).

Même s'il s'agit d'une technologie qui a fait ses preuves et qui a été l'objet d'un grand nombre de travaux, il reste en fait beaucoup à faire en terme de compréhension fine des transferts au sein de l'évaporateur, que ce soit en régime stationnaire comme en régime transitoire.

#### 2.1.1 Constitution et principe de fonctionnement

Les boucles fluides diphasiques à pompage thermocapillaire sont des dispositifs qui utilisent la circulation d'un fluide et les propriétés du changement de phase liquide-vapeur pour transférer d'importantes quantités de chaleur sur des distances qui peuvent atteindre quelques mètres. Elles sont constituées d'un évaporateur, d'un condenseur, d'un réservoir de commande (qui fixe les conditions de fonctionnement) et de différentes conduites dans lesquelles circule le fluide (voir figure 2.2).

Comme on l'a dit plus haut, selon la position du réservoir dans la boucle, on peut identifier deux types principaux de BFDPT : les Capillary Pumped Loop (CPL) conçues aux Etats-

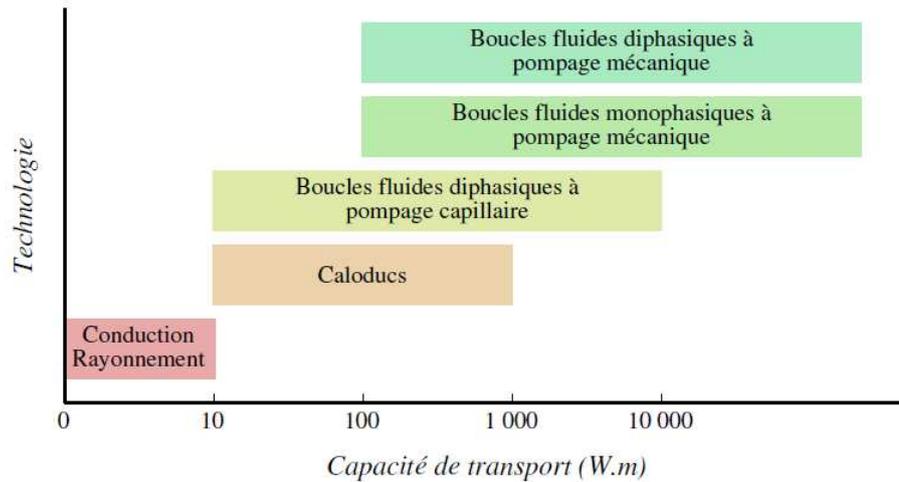


FIGURE 2.1: capacités de transfert thermique des différentes technologies utilisées pour le contrôle thermique des engins spatiaux (CNES).

Unis à la fin des années 60 et les Loop Heat Pipe (LHP) conçues indépendamment en URSS au début des années 70.

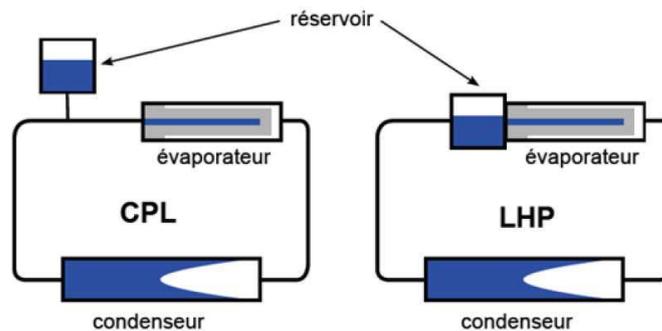


FIGURE 2.2: les deux types de BFDPT [13].

Les boucles diphasiques de type CPL développées par EHP pour fonctionner dans le champ gravitaire sont les CPLIP (Capillary Pumped Loop for Integrated Power). La figure 2.3 présente la boucle diphasique utilisée pour refroidir l'électronique de puissance des chaînes de traction ferroviaire fabriquées par Alstom.

### 2.1.1.1 L'évaporateur capillaire

C'est le composant clé du dispositif, qui prélève la chaleur dissipée par l'élément dont on veut réguler la température et qui génère la pression capable de mettre le fluide en mouvement dans l'ensemble de la boucle.

Il existe deux géométries d'évaporateurs : cylindrique ou plane (voir figures 2.4 et 2.5). Quelle que soit sa géométrie, cet évaporateur comprend :

- une structure poreuse, appelée mèche, qui contient l'interface de vaporisation, siège du pompage capillaire (figure 2.6) ;
- une surface chauffée : partie de la surface extérieure de la culasse métallique de l'évaporateur en contact avec l'élément dont on veut réguler la température ;
- une surface de contact entre la culasse métallique de l'évaporateur et la mèche ; dans le cas de l'évaporateur schématisé sur la figure 2.4, c'est un ensemble d'ailettes (les pannes

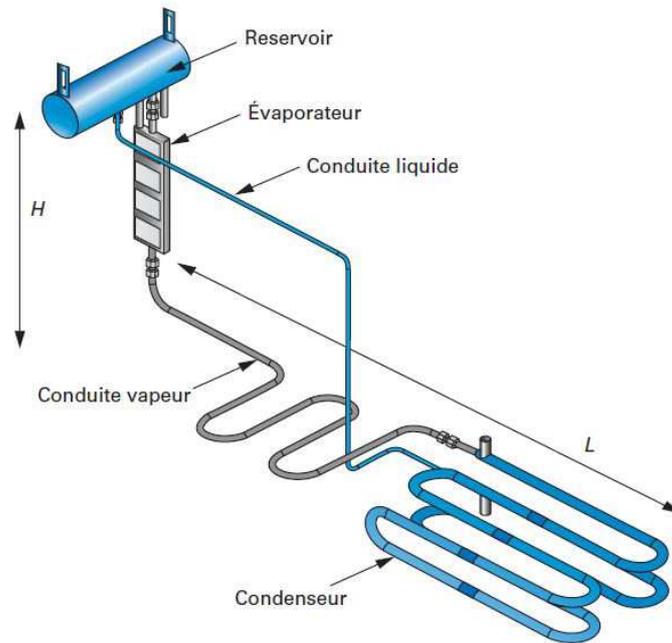


FIGURE 2.3: concept de CPL gravitaire, la CPLIP, EHP [14].

chauffantes) qui appliquent la chaleur à la surface extérieure de la mèche ; la vapeur est récupérée par un ensemble de cannelures.

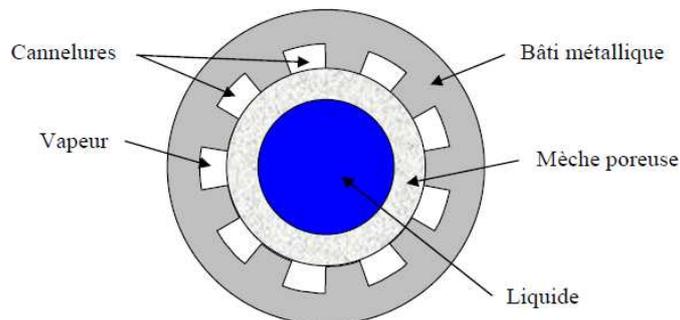


FIGURE 2.4: coupe d’un évaporateur cylindrique [15].

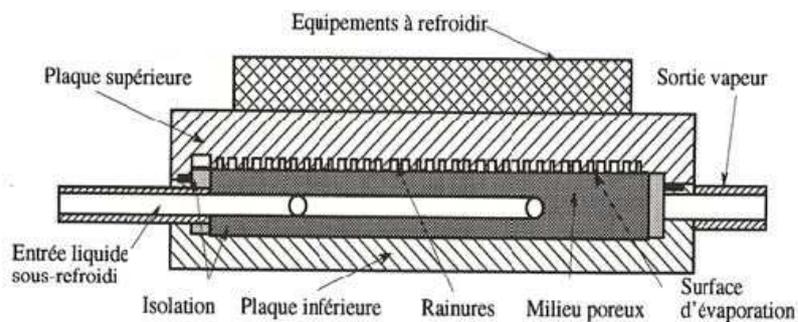


FIGURE 2.5: coupe d’un évaporateur plan [13].

La puissance est appliquée sur la surface extérieure du bâti métallique. Elle est ensuite transmise à la mèche poreuse par des pannes chauffantes usinées dans le bâti (comme représenté

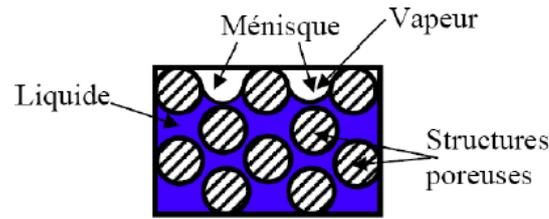


FIGURE 2.6: le fluide dans la structure poreuse de l'évaporateur.

sur la figure 2.4) ou dans la mèche. Le liquide provenant du condenseur ou du réservoir est en contact avec la surface intérieure de la mèche<sup>1</sup>. Le liquide est pompé par capillarité vers la surface extérieure de la mèche. La plus grande partie de la chaleur fournie par la culasse est utilisée pour vaporiser le liquide. La vapeur ainsi créée est ensuite collectée par les cannelures qui la dirige vers la conduite vapeur.

La capillarité joue donc un rôle essentiel. C'est la courbure de l'interface liquide-vapeur, formée d'un très grand nombre de ménisques qui prennent appui sur la structure poreuse (figures 2.6 et 2.7), qui permet de générer le saut de pression capillaire  $\Delta p_{cap}$  qui assure la mise en circulation du fluide dans la boucle.

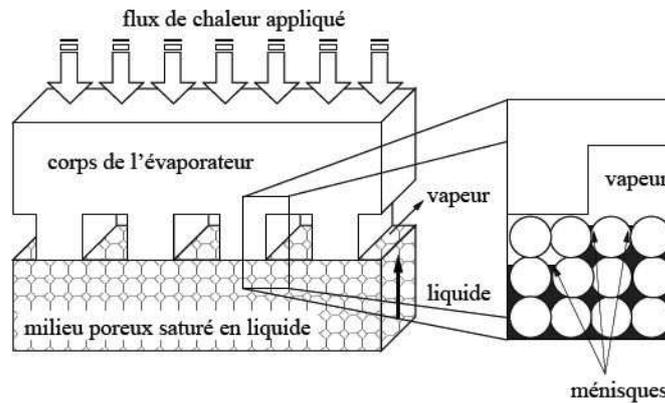


FIGURE 2.7: zone d'évaporation dans un évaporateur plan [13].

En supposant l'interface liquide-vapeur sphérique, le saut de pression capillaire est inversement proportionnel au rayon de courbure de cette interface suivant la loi de Young-Laplace (voir figure 2.8) :

$$\Delta p_{cap} = p_v - p_\ell = \frac{2\sigma}{r} = \frac{2\sigma \cos\theta}{r_{cap}} \quad (2.1)$$

Nous verrons plus loin que ce saut de pression capillaire est responsable de la surpression de la vapeur au-dessus des ménisques et de son déplacement vers le condenseur, ainsi que la dépression du liquide sous les ménisques, qui assure le pompage de ce liquide vers la surface de vaporisation.

En régime permanent, le saut de pression capillaire doit compenser exactement les pertes de pression  $\Delta p_{boucle}$  générées par l'écoulement du fluide dans l'ensemble de la boucle (conduites contenant le fluide, condenseur et mèche poreuse). Ce système a l'avantage d'être auto adaptatif, car les rayons de courbure des ménisques s'ajustent d'eux-mêmes (sans action extérieure) pour satisfaire cette condition en fonction de la charge thermique appliquée, dans la

1. Pour assurer une alimentation constante en liquide de la surface intérieure de la mèche, une mèche secondaire est souvent utilisée dans les LHP pour drainer le liquide présent dans le réservoir jusqu'à la mèche primaire [16].

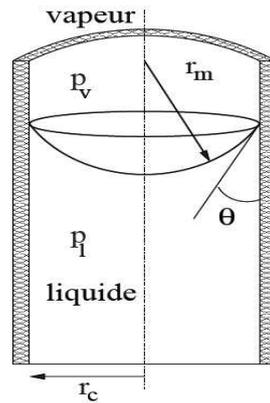


FIGURE 2.8: vue du ménisque dans un tube capillaire [13].

limite du rayon minimal admissible (égal au rayon minimal des pores) :

$$\Delta p_{cap} = \Delta p_{boucle} = \sum \Delta p_{élément} \quad (2.2)$$

où  $\Delta p_{élément}$  est la perte de charge aux bornes d’un élément constitutif de la boucle.

### 2.1.1.2 Le condenseur

Le condenseur a pour rôle d’évacuer la quantité de chaleur absorbée par l’évaporateur vers une source froide, dont la température est inférieure à la température de saturation du fluide de travail.

Le choix de la technologie utilisée pour le condenseur dépend fortement de l’application envisagée. Pour des applications spatiales, les échanges avec la source froide (l’espace) s’effectuent par l’intermédiaire de surfaces radiatives ; pour les applications terrestres, on utilise plutôt des échangeurs coaxiaux à eau ou à courants croisés qui utilisent donc des échangeurs convectifs.

La condensation est un phénomène complexe, en particulier en régime transitoire, qui a une grande influence sur le fonctionnement global de la boucle. La modélisation de son comportement est difficile et c’est un domaine dans lequel il reste beaucoup à faire [17].

### 2.1.1.3 Le réservoir

Le réservoir est un élément essentiel au bon fonctionnement de la boucle. C’est par son intermédiaire qu’est conditionnée la boucle avant son démarrage. C’est ensuite l’organe qui permet le contrôle de la pression et donc de la température de fonctionnement de la boucle. Un pilotage fin de sa température (par des réchauffeurs et/ou par des thermoéléments à effet Peltier par exemple) peut permettre de contrôler de manière très précise les variations de température dans l’évaporateur pendant les différents phases de fonctionnement du système que l’on cherche à refroidir.

### 2.1.1.4 Les conduites liquide et vapeur

Les conduites liquide et vapeur ont pour seule fonction de transférer les phases liquide et vapeur du fluide entre l’évaporateur, le condenseur et le réservoir. Elles sont lisses pour limiter le plus possible les pertes de pression. La longueur de ces conduites peut atteindre plusieurs mètres, ce qui donne à la boucle une grande flexibilité lui permettant de s’adapter à tous les types de géométrie.

### 2.1.2 Le cycle thermodynamique

Afin de mieux comprendre le fonctionnement hors gravité des boucles diphasiques de type CPL, la figure 2.9 montre, dans un diagramme  $(p, T)$ , le cycle parcouru dans la boucle hors gravité pour une particule fluide en régime permanent. Comme on peut le voir sur cette figure, la courbure de l'interface conduit à une séparation des courbes d'équilibre pour les phases liquide et vapeur (cf. annexe C.2). C'est cette séparation des courbes qui provoque le saut de pression capillaire moteur  $\Delta p_{cap}$  subie par le fluide lorsqu'il se vaporise dans la mèche.

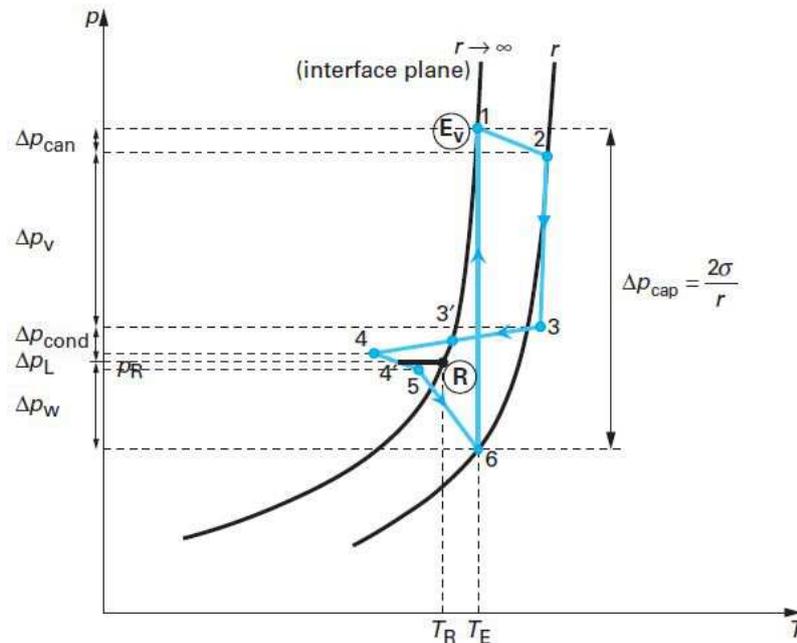


FIGURE 2.9: cycle parcouru par une particule fluide dans une CPL en régime permanent, hors gravité [14].

Ce diagramme permet de décrire de manière simple les différents phénomènes intervenant au sein de la boucle :

- 6-1 : saut de pression capillaire lors de la vaporisation du liquide au niveau des ménisques liquide-vapeur dans le milieu poreux ;
- 1-2 : réchauffement de la vapeur dans les cannelures de l'évaporateur, jusqu'à la sortie de cet évaporateur ;
- 2-3 : écoulement dans la conduite vapeur ;
- 3-4 : désurchauffe de la vapeur (3-3'), condensation (3') et sous-refroidissement du liquide (3'-4) dans le condenseur ;
- 4-5 : écoulement dans la conduite liquide ;
- 5-6 : pompage liquide dans la mèche poreuse.

Ce cycle se développe autour des conditions imposées par le réservoir (symbolisé par  $R$  sur la figure 2.9).

### 2.1.3 Le choix du fluide

Le choix du fluide est essentiel car les performances de la boucle dépendent en grande partie de ses propriétés, qui doivent d'une part être intéressantes d'un point de vue énergétique et d'autre part être compatibles avec le matériel utilisé.

L’intervalle de température, qui doit correspondre à des pressions de saturation acceptables, est l’une des contraintes les plus évidentes. Comme on peut le voir sur la figure 2.10, la température de fonctionnement doit se situer entre le point triple et le point critique. Dans la pratique, la plage de température utilisable est encore plus restreinte car les caractéristiques thermophysiques des fluides se dégradent fortement lorsque on s’approche du point critique.

Mais bien d’autres éléments doivent être pris en compte :

- la chaleur latente de vaporisation doit être élevée afin que, pour un débit de fluide donné, le transfert thermique soit important ;
- la tension superficielle doit être la plus grande pour obtenir un saut de pression capillaire le plus grand possible ;
- la masse volumique de la vapeur doit être la plus grande possible pour limiter la vitesse de la vapeur et la génération des pertes de charge visqueuses ;
- les viscosités dynamiques des phases liquide et vapeur doivent être faibles pour diminuer les pertes de charges visqueuse.

En outre, ce fluide doit être non toxique, comme on l’a déjà dit compatibles avec les différents matériaux qui constituent la boucle, ininflammable, non détonnable et disponible à un coût raisonnable.

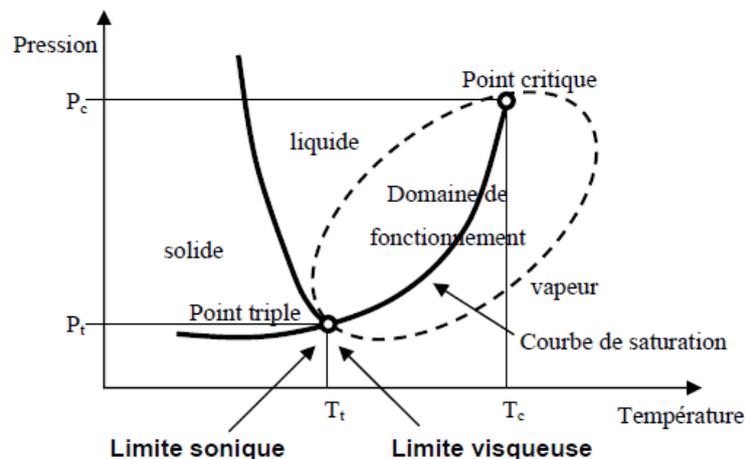


FIGURE 2.10: domaine de fonctionnement d’une boucle diphasique à pompage capillaire [15].

Aucun fluide ne réunissant toutes ces propriétés, le choix de l’un d’entre eux résulte toujours d’un compromis. La figure 2.11 montre les performances, selon des critères définies par EHP, d’un certains nombre de fluides dont l’utilisation comme fluide de travail dans les BFDPT est envisageable.

Dans ses applications les plus courantes, les boucles utilisées pour la régulation thermique des engins spatiaux utilisent le couple aluminium/ammoniac, connu depuis fort longtemps puisque déjà utilisé dans les caloducs, adoptés par l’industrie spatiale depuis de longues décennies.

L’utilisation de l’ammoniac n’est pas envisageable dans un environnement contenant du public. Il faut donc se tourner vers d’autres fluides, qui impliquent l’utilisation de couples fluide/matériaux dont le comportement au cours du temps est le plus souvent très mal connu.

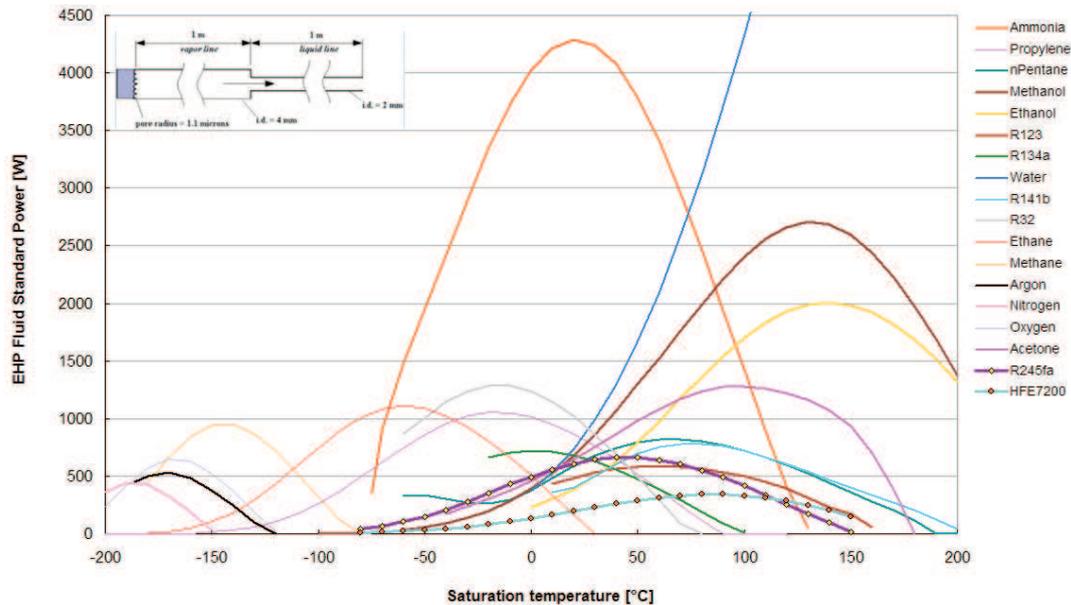


FIGURE 2.11: performances capillaires des fluides, critères EHP (V. Dupont, EHP, GDR Syredossi, oct. 2012, Lyon).

Le méthanol est le fluide privilégié par Alstom et par Airbus. La compatibilité de ce fluide avec un certain nombre de métaux pose encore question. Une thèse démarrée en mars 2014 dans le cadre d'une collaboration entre le site tarbais de Alstom, le LaTEP, EHP et la plateforme technologique PRIMES, s'intéresse d'ailleurs à la cinétique de dégradation du méthanol dans une BFDPT.

### 2.1.4 Limites de fonctionnement

Il existe un très grand nombre de phénomènes qui limitent la zone du fonctionnement des BFDPT, parmi lesquelles on peut citer :

- la limite visqueuse ;
- la limite sonique ;
- la limite capillaire.

On pourra se référer à [18] pour approfondir chacun de ces différents points. Nous nous limiterons en ce qui nous concerne à une des limites les plus importantes, la limite capillaire, qui provoque un envahissement de la mèche par la vapeur. Lorsque la vapeur atteint la surface d'entrée du liquide dans la mèche, cela provoque un désamorçage de la boucle. Cela se produit lorsque les forces capillaires ne sont plus assez puissantes pour pomper le liquide : on observe alors un assèchement de la mèche et une diminution des performances thermiques qui conduit au désamorçage lorsque la vapeur a finalement traversé le milieu poreux (voir figure 2.12).

## 2.2 Synthèse bibliographique

### 2.2.1 Modèles globaux de BFDPT

Tous les modèles globaux de boucles rencontrés dans la littérature et présentés dans cette synthèse bibliographique supposent que la mèche poreuse est saturée en liquide.

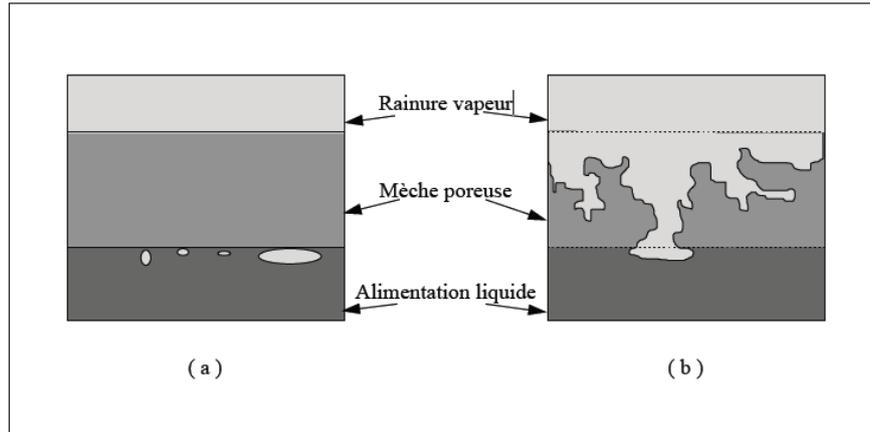


FIGURE 2.12: phénomène de désamorçage induit par la limite capillaire [15].

Fudym [19] a élaboré un modèle physique pour mieux comprendre les phénomènes physiques responsables des instabilités de fonctionnement instationnaire d'une boucle diphasique à pompage thermocapillaire de type CPL (désamorçage, oscillation de pression). Le modèle qu'il a réalisé étudie les couplages entre l'évaporateur, le condenseur et le réservoir.

Un premier modèle instationnaire de CPL, couplant un évaporateur à un condenseur et à un réservoir a initialement été réalisé par Platel [20] dans le cadre d'un travail de thèse, qui a ensuite été complété par Fudym [19], conduisant au premier modèle complet de fonctionnement instationnaire d'une boucle diphasique à pompage capillaire de type CPL. Les résultats obtenus à la fin de ce travail ont confirmé les instabilités de pression observés dans les prototypes expérimentaux qui ont été fabriqués en parallèle à ces études théoriques.

Pouzet [21] a ensuite développé un modèle instationnaire global d'une boucle diphasique à pompage capillaire (évaporateur, condenseur, réservoir, conduites liquide et vapeur, voir figure 2.13) prenant en compte le comportement dynamique de l'interface liquide/vapeur dans le condenseur et dans le réservoir.

Dans l'évaporateur, l'écoulement du fluide est considéré comme étant darcéen. L'interface liquide/vapeur est supposée fixe à la surface extérieure de la mèche et les cannelures sont supposées être toutes remplies de vapeur au cours du démarrage. Le modèle de l'évaporateur est divisé en 3 sous-modèles :

- le modèle d'interface de vaporisation, qui permet de déterminer le flux de chaleur échangé entre le liquide et la partie solide de la mèche, la pression et la température à l'interface, le débit massique vaporisé et le rayon de courbure des ménisques qui constituent l'interface de vaporisation ;
- le modèle de la mèche poreuse, qui permet d'obtenir le profil de température du liquide et de la partie solide de la mèche ;
- le modèle d'écoulement de la vapeur dans les cannelures, qui permet de déterminer la pression dans ces cannelures en prenant en compte les pertes de charge.

Le modèle de condenseur est basé sur les travaux de Wedekind [22, 23, 24]. Le condenseur est divisé en trois zones distinctes (figure 2.14) : une zone de désurchauffe de la vapeur, une zone diphasique (zone de condensation) et une zone où le liquide est sous-refroidi.

Le modèle de réservoir est basé sur les hypothèses suivantes :

- l'interface liquide/vapeur est libre, régie par l'équation de Clausius-Clapeyron ;

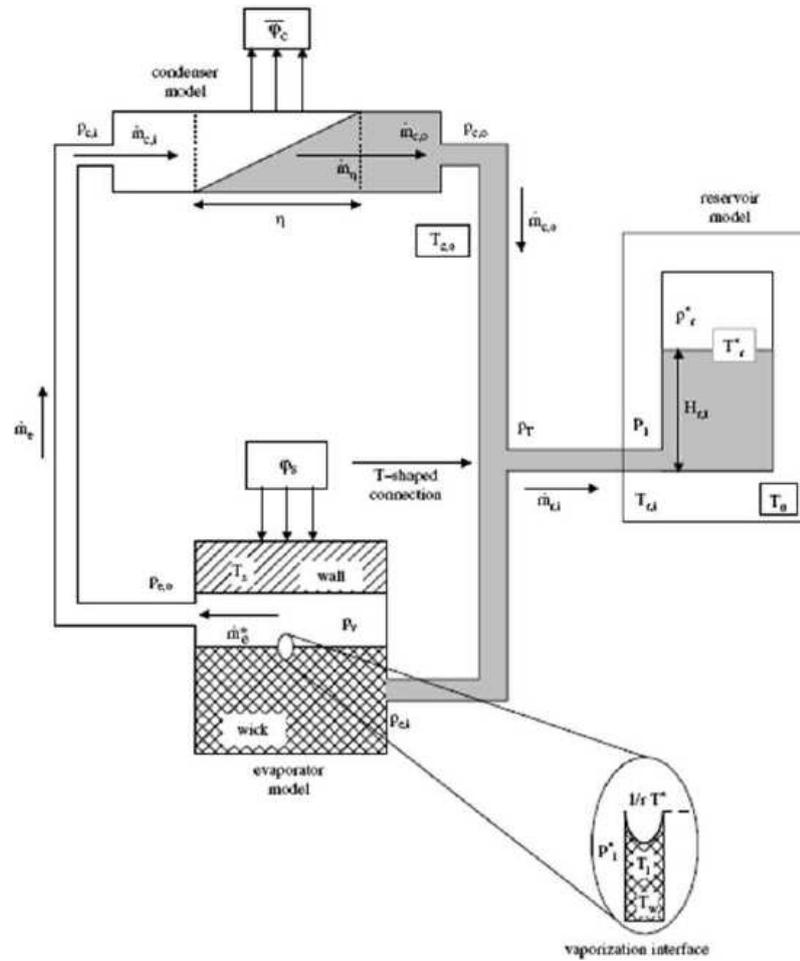


FIGURE 2.13: modèle global d'une CPL, Pouzet [21]

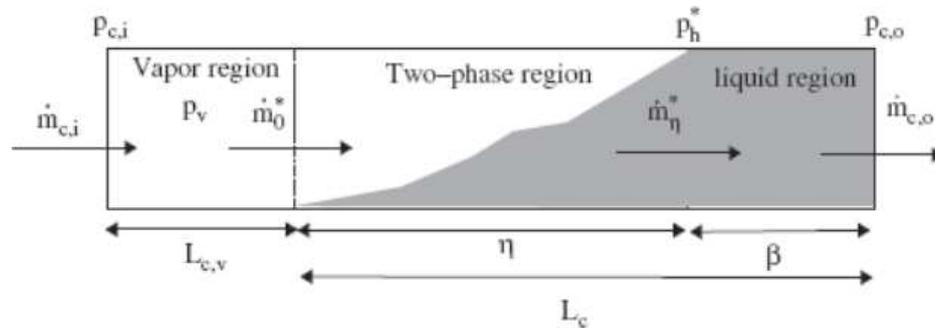


FIGURE 2.14: modèle de condenseur, Pouzet [21]

- le liquide et le vapeur sont considérés comme étant incompressibles ;
- les deux phases du fluide contenues dans le réservoir sont à la température de saturation ;
- l'énergie cinétique et la dissipation visqueuse des deux phases fluides sont considérées comme étant négligeables par rapport à la chaleur latente de vaporisation et à la conduction de la chaleur.

Le coefficient d'échange thermique avec la culasse du réservoir est déterminée expérimentalement.

Le but de ce modèle est de déterminer la hauteur du liquide dans le réservoir, la pression et la température des deux phases à l'interface liquide/vapeur et la pression à l'entrée de

réservoir.

Kaya [25] a réalisé un modèle global instationnaire pour décrire le fonctionnement d'une boucle de type LHP en s'appuyant sur une approche nodale. Le modèle développé permet aussi de décrire le démarrage de la LHP.

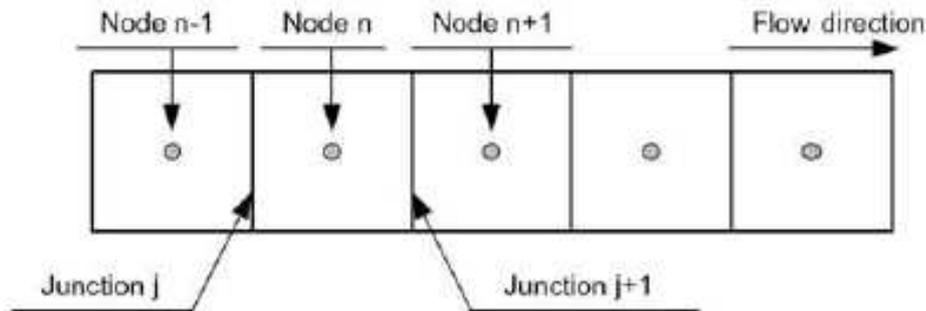


FIGURE 2.15: discrétisation en éléments de volume, Kaya et al. [25].

Les conduites vapeur et liquide, le condenseur et le réservoir sont discrétisés comme indiqué sur la figure 2.15 en plusieurs éléments de volume. Le modèle est obtenu en établissant les bilans de matière et d'énergie pour chacun des nœuds et les bilans de quantité de mouvement à chacune des jonctions entre deux nœuds.

Le fluide est considéré dans toute la boucle comme étant un fluide newtonien compressible. L'écoulement diphasique est considéré comme étant homogène : les phases liquide et vapeur ont la même vitesse, chaque élément de volume possède une pression et une température uniformes.

Le modèle se base sur les hypothèses suivantes :

- la mèche poreuse est supposée saturée en liquide ;
- une surchauffe de démarrage, déterminée expérimentalement, est imposée pour la démarrage de la boucle. Elle varie entre  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  et  $2,9\text{ }^{\circ}\text{C}$  lors des essais réalisés sur une LHP comprenant une mèche en nickel fritté et utilisant l'ammoniac comme fluide de travail.

Kaya a comparé les résultats de son modèle numérique aux résultats expérimentaux : pour les fortes puissance, le modèle donne une bonne estimation sur les températures mesurées (l'écart est de  $1\text{ K}$  entre les températures) ; cet écart est de l'ordre de  $2\text{ K}$  pour les basses puissances.

Plus récemment, Lachassagne [13] et Delalandre [18] ont repris l'utilisation de la méthode nodale pour étudier le fonctionnement d'une boucle expérimentale de type CPLIP, dispositif hybride entre une CPL et une LHP, conçu par EHP pour fonctionner dans le champ gravitaire. La validation de ce modèle a été effectuée par Lachassagne en régime permanent, Delalandre ayant ensuite étudié le régime transitoire.

Ce modèle, dont la figure 2.16 donne une représentation de principe très schématique, fait intervenir les trois variables suivantes : enthalpie, température et pression. Comme on peut le voir sur cette figure, suivant une démarche identique à celle de Kaya, la boucle a été spatialement discrétisée (le nombre de nœuds du modèle de Delalandre étant plus important que celui de Lachassagne).

Le modèle se compose de trois réseaux nodaux interdépendants : un réseau hydraulique (en pression), un réseau thermique (en température) et un réseau enthalpique. Ces réseaux sont

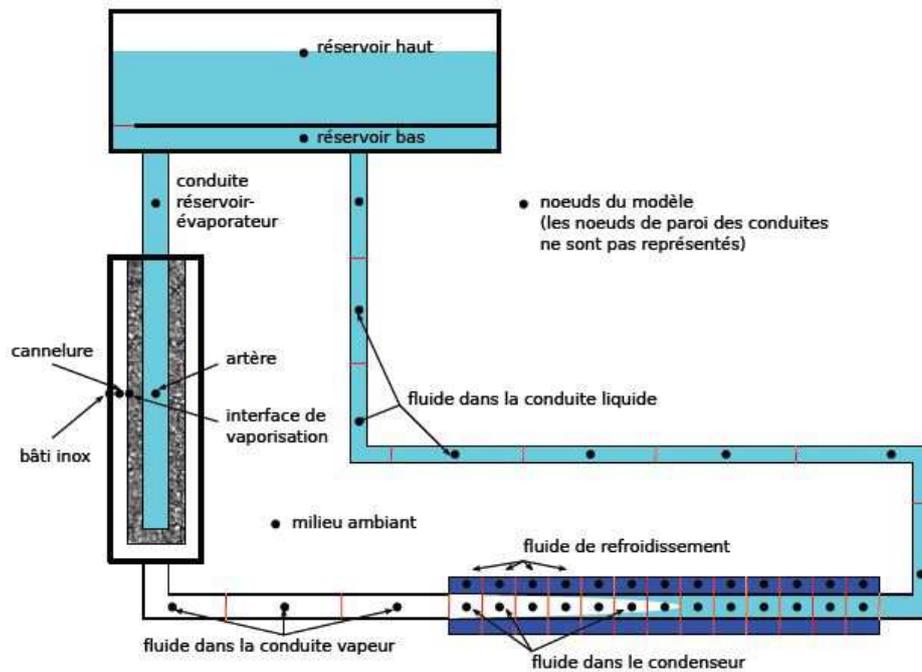


FIGURE 2.16: schéma de principe des modèles développés par Lachassagne [13] et Delalandre [18].

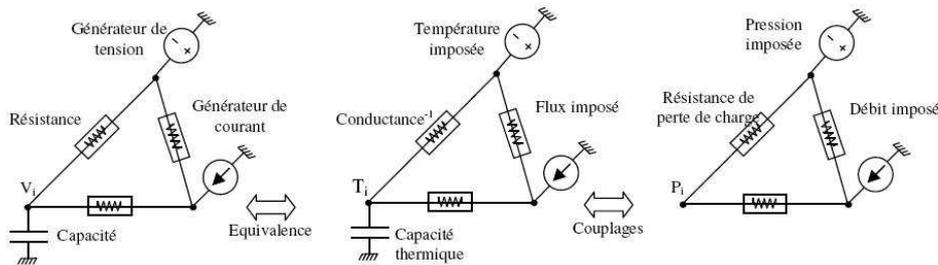


FIGURE 2.17: réseaux nodaux interconnectés [18].

traités numériquement par analogie avec des réseaux électriques ; la figure 2.17 représente schématiquement ces trois réseaux inter connectés.

Les hypothèses principales sur lesquelles reposent ces modèles sont les suivantes :

- la phase vapeur se comporte comme un gaz parfait ;
- les phases liquide et vapeur sont incompressibles ;
- Les écoulements diphasiques sont traités comme des écoulements homogènes ;
- La température est imposée dans la partie haute de réservoir ;
- L'écoulement dans le milieu poreux est considéré unidimensionnel.

## 2.2.2 Modèles d'évaporateur

Dans cette partie, nous allons rapidement analyser les modèles présentés dans la littérature qui s'attachent à décrire les phénomènes physiques qui se développent dans l'évaporateur d'une BFDPT.

Il existe deux approches principales pour décrire l'écoulement diphasique dans l'évaporateur : les modèles homogènes (Mixture Multiphase Model ou MMM) et les modèles à phases séparés

(Separate Phase Model ou SFM). Chaque modèle conduit à un système d'équations plus ou moins complexe.

### 2.2.2.1 Les modèles homogènes

Le modèle homogène (Mixture Multiphase Model ou MMM) suppose que l'écoulement multiphasique peut être traité comme un pseudo écoulement caractérisé par des grandeurs moyennées sur un volume élémentaire représentatif.

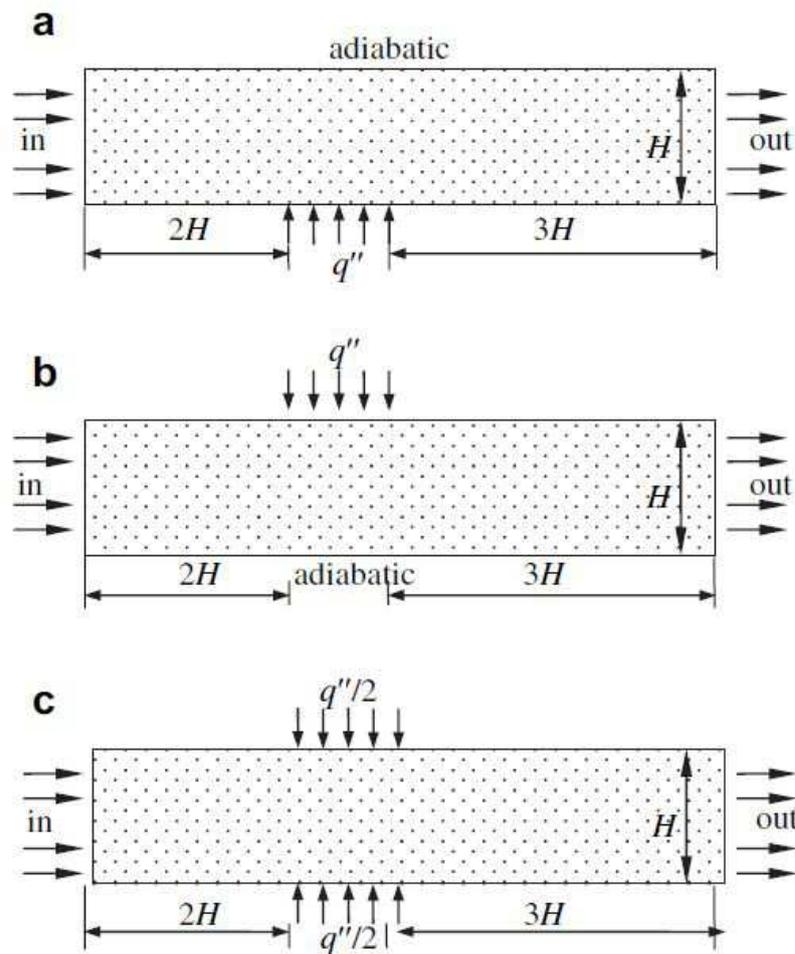


FIGURE 2.18: configurations thermiques étudiées par Li [26].

Ce modèle est l'un des plus simple puisqu'il réduit le nombre d'équations à trois (bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie du mélange); il traite l'interface entre les  $n$  phases implicitement.

Le modèle de mélange des deux phases d'un fluide a été appliqué pour la première fois par Wang [27, 28] lors d'une étude portant sur l'ébullition et la convection naturelle du fluide dans un milieu poreux capillaire [29].

Li [26] a modélisé le comportement transitoire d'un écoulement diphasique avec changement de phase dans un canal contenant un milieu poreux. Trois cas de localisation du flux thermique appliqué ont été testés (figure 2.18). Les résultats de ce modèle ont montré que la localisation du flux de chaleur a un effet significatif sur l'écoulement du fluide et sur le transfert de chaleur dans le canal.

Yao [30] a présenté un modèle bidimensionnel d'un écoulement diphasique avec changement de phase pour l'évaporateur d'une boucle fluide diphasique à pompage capillaire (LHP ou CPL). Deux modes de fonctionnement ont été distingués pour la mèche poreuse (figure 2.19) :

- des charges thermiques de faibles amplitudes, qui localisent l'interface liquide-vapeur à la surface de la mèche, en contact avec la paroi métallique de la cannelure (mèche saturée en liquide) ;
- des charges thermiques de fortes amplitudes pour lesquelles l'interface liquide-vapeur s'enfonce dans la mèche.

Yao a montré que la performance de l'évaporateur dépend fortement des paramètres géométriques de la mèche.

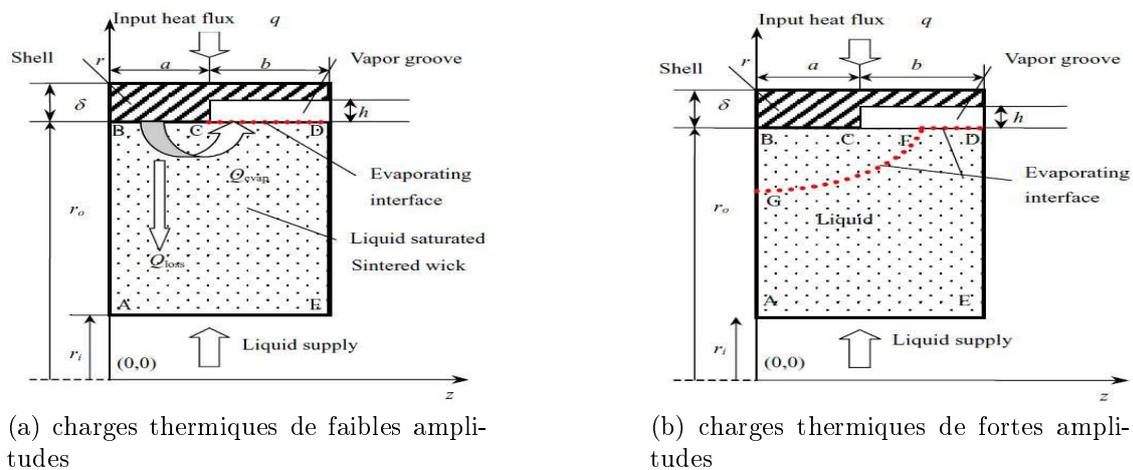


FIGURE 2.19: les deux modes principaux de fonctionnement de l'évaporateur [30].

Dernièrement, Ren [31] a développé un modèle homogène axisymétrique pour étudier l'impact de l'amplitude du flux thermique et de la structure poreuse sur la performance de la mèche poreuse d'une boucle de type LHP (voir figure 2.20).

Le modèle d'évaporateur se base sur les hypothèses suivantes :

- le milieu poreux est considéré comme homogène, isotrope et rigide ;
- les propriétés du solide, du liquide et de la vapeur sont constantes ;
- les effets de la gravité et de la viscosité sont négligeables ;
- l'écoulement du fluide est axisymétrique par rapport à l'axe de l'évaporateur ;
- il y a équilibre thermodynamique local entre les phases solide, liquide et vapeur.

Ren a montré qu'en plus de la puissance thermique appliqué, le fonctionnement et la performance de la mèche poreuse dépendent de plusieurs paramètres. Ces paramètres sont classés en trois types :

- les paramètres extérieurs tels que les pression d'entrée et de sortie, la température d'entrée et le sous-refroidissement ;
- les paramètres caractéristiques du milieu poreux tels que la porosité, le rayon des pores, la perméabilité et la conductivité thermique effective ;
- les propriétés du fluide de travail tels que la viscosité, la capacité thermique spécifique et la chaleur latente de vaporisation.

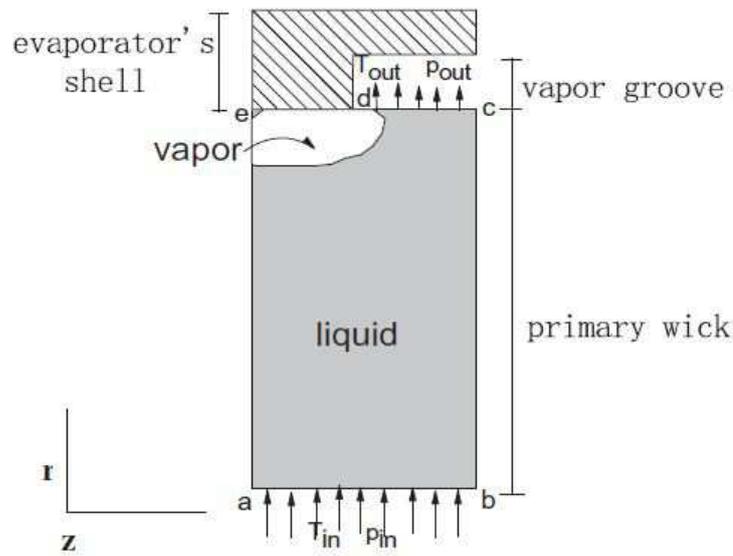


FIGURE 2.20: schéma de la partie de l'évaporateur modélisé par Ren [31].

### 2.2.2.2 Les modèles à phases séparés

Comme son nom l'indique, le modèle à phases séparées traite les phases liquide et vapeur séparément. Le changement de phase est modélisé explicitement.

Z.M. Wan [32] a développé un modèle bidimensionnel d'un évaporateur plat d'une boucle de type CPL pour décrire le transfert de chaleur et de masse avec changement de phase dans la mèche poreuse, l'écoulement du fluide et le transfert de chaleur dans la chambre de compensation ainsi que les transferts de chaleur dans les cannelures et la plaque chauffante. Cette étude est basée sur les hypothèses principales suivantes :

- l'écoulement de la vapeur dans les cannelures est négligé et le transfert de chaleur s'effectue principalement par conduction entre le bâti et la mèche poreuse ;
- le milieu poreux est rigide, homogène, isotrope et saturé en liquide ;
- les phases solide, liquide et vapeur sont en équilibre thermodynamique local ;
- le fluide est considéré comme étant incompressible et ses propriétés sont constantes.

M.A. Chernysheva et Yu. F. Maydanik [33] ont étudiés en 2008 le processus transitoire de transferts de chaleur et de masse dans l'évaporateur cylindrique d'une boucle de type LHP durant le démarrage, qui constitue la phase la plus critique du fonctionnement d'une boucle diphasique. Trois fluides de travail ont été testés : l'eau, l'ammoniac et l'acétone. Le modèle proposé traite d'une mèche saturée en liquide en régime instationnaire. Plusieurs conclusions peuvent être tirées de ce travail :

- les conditions d'échange thermique entre la chambre de compensation et l'environnement ainsi que la puissance appliquée ont un effet considérable sur le processus de transfert de chaleur dans l'évaporateur pendant le démarrage ;
- une charge thermique minimale est nécessaire pour réaliser le démarrage de la boucle LHP ;
- les propriétés du fluide de travail et de la mèche poreuse ont une influence sur la valeur de la charge thermique minimale de démarrage et sur le temps nécessaire pour parvenir au démarrage.

Kaya [34] a étudié numériquement le transfert de masse et de chaleur dans la structure poreuse d'une LHP, en s'intéressant en particulier à la limite d'ébullition. Son travail est

inspiré du modèle développé par Demidov et Yatsenko [35]. Il a montré l’existence d’une poche de vapeur lorsque la température du fluide dépasse de quelques degrés la température de saturation, remettant ainsi en question l’hypothèse habituelle suivant laquelle la mèche est saturée en liquide.

Figus [36] et Prat [37] ont modélisé le changement de phase dans un milieu poreux en prenant comme application l’évaporateur capillaire. Deux approches sont abordées : l’une à l’échelle macroscopique et l’autre à l’échelle microscopique (figure 2.21). Le premier modèle est bidimensionnel en régime permanent, hors influence de la gravité, développé à partir des équations macroscopiques de transfert de chaleur et de masse appliqués sur un Volume Elementaire Représentatif : il traite la formation de la poche de vapeur ainsi que les phénomènes susceptibles de conduire au désamorçage de la pompe.

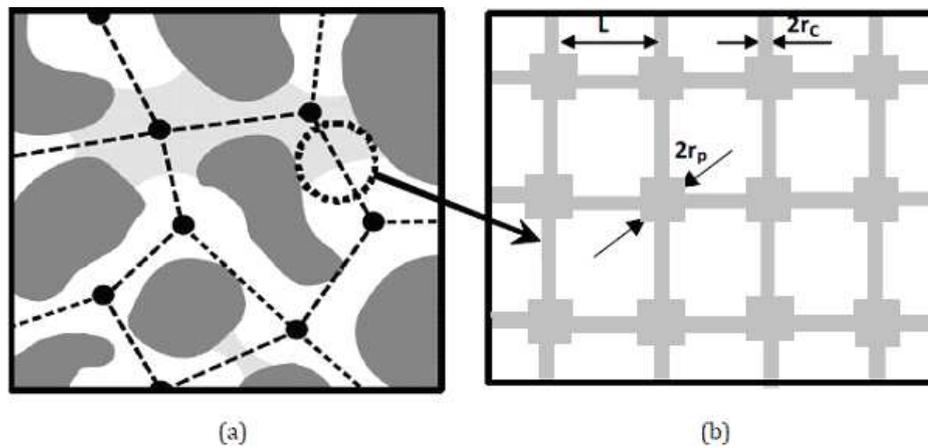


FIGURE 2.21: réseau de pores 2D.

Le deuxième modèle est basé sur la représentation du milieu poreux réel par un réseau bidimensionnel de canaux interconnectés (réseaux de pores). Cette approche a été utilisée pour confirmer les résultats obtenus par le premier modèle et pour étudier l’influence de l’hétérogénéité de la mèche sur le processus de désamorçage. Les bilans de masse et d’énergie sont considérés pour chaque pore (voir figure 2.22).

Lorsque la structure poreuse est caractérisée par une distribution de pores uniforme (taille de pore unique), les deux modèles conduisent à la même solution stationnaire et l’interface liquide-vapeur est lisse.

Quelques années plus tard, en se basant sur une approche de réseaux de pores, Coquard [15] a développé un modèle numérique stationnaire d’un évaporateur d’une boucle diphasique à pompage capillaire afin d’étudier la formation d’une poche de vapeur au sein de la mèche poreuse. Ces résultats ont été confirmés par une étude expérimentale réalisée au cours de ses travaux. Coquard a proposé plusieurs pistes pour améliorer la performance de l’évaporateur.

Louriou [38] a poursuivi les travaux de Coquard en étudiant la dynamique de la croissance de la poche vapeur dans la mèche poreuse. Il a développé un modèle de réseaux de pores en régime transitoire qui décrit le transfert de masse et de chaleur et la dynamique des ménisques dans la structure poreuse d’un évaporateur capillaire.

Z.C. Liu [39] a modélisé le transfert de masse et de chaleur dans la mèche poreuse de l’évaporateur d’une boucle diphasique à pompage capillaire. L’écoulement est modélisé par le modèle de Darcy-Brinkman-Forchheimer. Le milieu poreux est divisé en deux régions : l’une

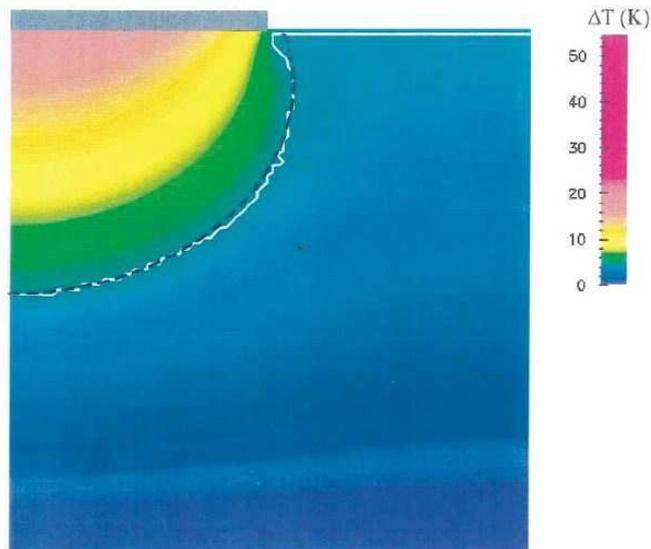


FIGURE 2.22: résultats de simulation des deux modèles, Figs [36].

saturée en liquide et l'autre en vapeur. Les deux régions sont liées par des conditions qui caractérisent l'interface liquide-vapeur. Le but de cette étude est de montrer l'influence des propriétés géométriques de la mèche sur le transfert de chaleur afin d'optimiser la structure de l'évaporateur.

Huang [40] a également développé un modèle instationnaire pour étudier le transfert de chaleur et de masse avec changement de phase dans la mèche poreuse de l'évaporateur d'une boucle diphasique à pompage capillaire. Dans ce travail, le milieu est divisé en 3 régions : deux monophasiques (liquide et vapeur) et une diphasique, où s'opère le changement de phase. Les résultats obtenus montrent que l'épaisseur de l'interface liquide-vapeur est non nulle.

Récemment, des études en 3D ont été abordées.

Li [41] a présenté un modèle stationnaire tridimensionnel de la mèche poreuse d'un évaporateur plat d'une LHP. La mèche est supposée saturée en liquide. La phase liquide est régie par les équations de Darcy. Les résultats numériques de ce modèle sont en accord avec les expériences pour des charges thermiques faibles où la mèche est saturée en liquide.

Zhang [42] a également développé un modèle stationnaire en 3D pour décrire le transfert de masse et de chaleur au sein d'une mèche, saturée en liquide, de l'évaporateur plat d'une LHP. Ce modèle a été couplé avec un modèle traitant l'écoulement de la vapeur dans les cannelures (figure 2.23). Les résultats obtenus indiquent que le coefficient de transfert de chaleur de l'évaporateur est plus grand lorsque les cannelures sont créées dans la mèche poreuse plutôt que dans la bâti métallique.

Enfin, Mariya [43] a modélisé en 3D le transfert de chaleur dans l'évaporateur d'une LHP. Il a pris en compte la géométrie de tous les éléments de l'évaporateur (corps de l'évaporateur, mèche poreuse, chambre de compensation et cannelures). Une comparaison avec des résultats expérimentaux montre que ce modèle décrit de manière adéquate le transfert de chaleur dans l'évaporateur et peut être utilisé pour analyser la performance des LHPs.

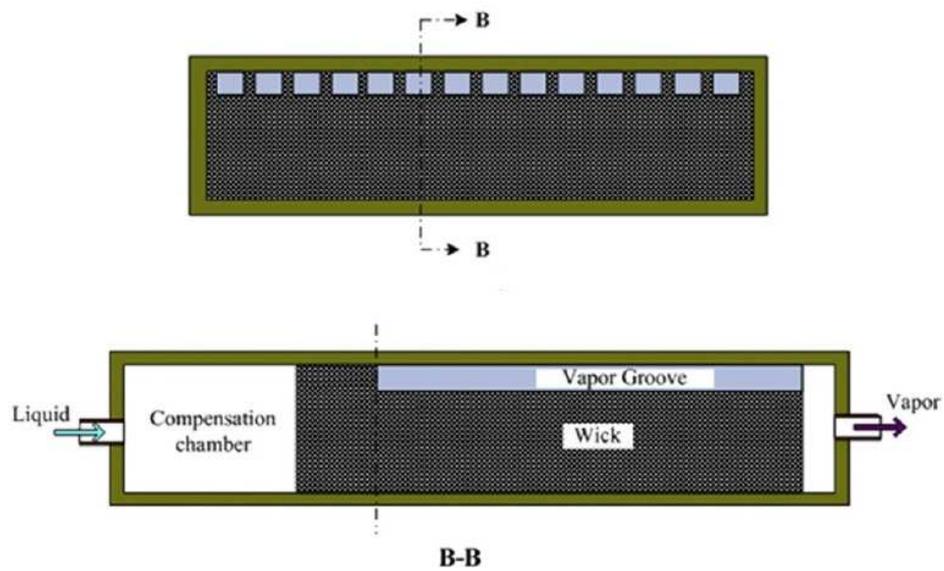


FIGURE 2.23: coupes de l'évaporateur de LHP traité par Zhang [42].

# Chapitre 3

## Description du modèle de l'évaporateur

Ce chapitre présente le modèle mathématique instationnaire de l'évaporateur plan d'une boucle diphasique à pompage capillaire, en précisant les hypothèses de travail ainsi que les conditions aux limites. Dans un premier temps, l'évaporateur sera considéré isolé, c'est à dire découplé du reste de la boucle. L'intérêt est d'étudier son comportement en dehors des contraintes imposées par son couplage avec le réservoir et le condenseur : ces deux éléments contiennent le fluide sous ses deux phases, séparées par une interface liquide-vapeur qui peut évoluer rapidement au cours du temps, imposant des conditions aux limites très dynamiques aux bornes de l'évaporateur.

Le modèle développé décrit les transferts de chaleur et de masse ainsi que les phénomènes de changement de phase au sein de la mèche poreuse. L'objectif de ce travail est d'étudier la forme, la dimension et la dynamique de la poche de vapeur lorsque l'évaporateur réagit en dehors des contraintes thermiques et mécaniques imposées par le reste de la boucle. Nous verrons que le modèle proposé reproduit bien l'existence d'une poche vapeur sous la panne chauffante, dont la géométrie est compatible avec ce qui a été constaté expérimentalement ou théoriquement par d'autres moyens.

On ne se préoccupera pas du démarrage de l'évaporateur capillaire. On fait hypothèse qu'à l'instant initial, l'évaporateur est dans les conditions optimales de démarrage, les cannelures étant remplies de vapeur. L'ébullition du liquide dans les cannelures n'est pas décrit : la vaporisation commence à la surface d'une mèche saturée en liquide, dans laquelle les ménisques ont une courbure initiale nulle. Ce qui nous intéresse ici est ce qui se passe ensuite dans la mèche.

### 3.1 Modèle physique

L'évaporateur est l'élément moteur de toute boucle diphasique à pompage capillaire. Le changement de phase liquide-vapeur qui se produit au sein du corps poreux contenu dans cet évaporateur est le seul responsable de la mise en circulation du fluide dans l'ensemble de la boucle. Ces phénomènes de transition de phase sont particulièrement complexes à décrire.

Les données géométriques de la CPLIP étudiées sont regroupées en annexe B.

L'évaporateur plan étudié ici comprend une mèche en nickel fritté parallélépipédique de 283 *mm* de longueur, de 68 *mm* de largeur et de 16 *mm* d'épaisseur. Comme on peut le voir sur la figure 3.1, qui représente la coupe d'un évaporateur plan d'une boucle de type CPL, le liquide pénètre dans la mèche à travers un ou plusieurs passages ouverts en son cœur

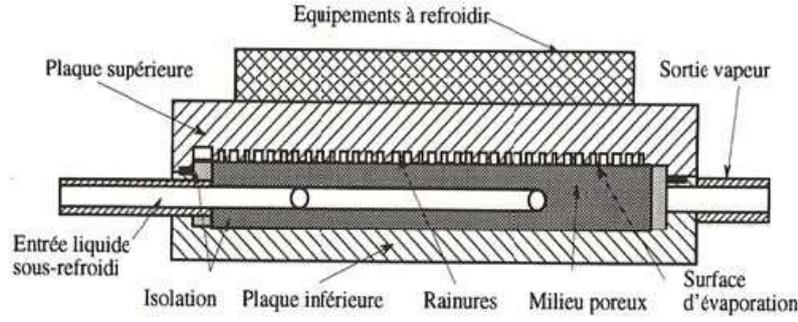


FIGURE 3.1: coupe de l'évaporateur plan d'une boucle diphasique à pompage capillaire de type CPL.

(passage cylindrique de 1 *cm* de diamètre environ pour l'évaporateur représenté sur cette figure).

La figure 3.2 présente la partie élémentaire générique d'un évaporateur plat d'une CPL sur laquelle porterons les équations de notre modèle, partie constituée de la panne chauffante, des cannelures et de la mèche dans laquelle s'installe une poche vapeur.

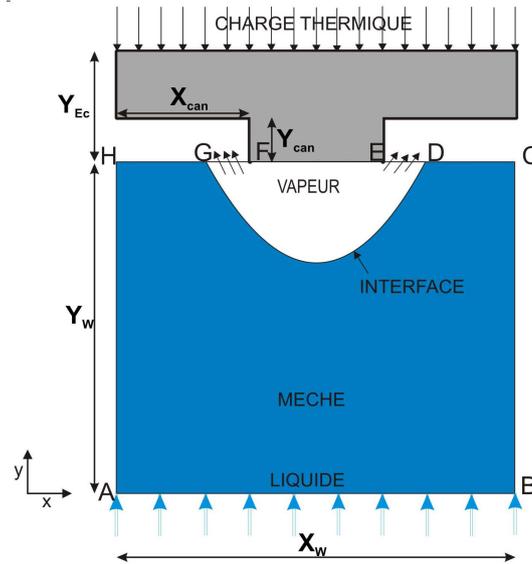


FIGURE 3.2: partie élémentaire générique d'une boucle diphasique à pompage capillaire.

Notre modèle est basé sur la théorie de la prise de moyenne des équations microscopiques sur un Volume Élémentaire Représentatif (VER, voir annexe D). On considère un VER de volume  $\delta\Omega$  délimité par une surface fermée  $\delta\Sigma$  contenant une phase solide  $s$ , une phase liquide  $\ell$  et une phase vapeur  $v$ . Ce VER est composé de trois sous-domaines : un sous-domaine liquide de volume  $\delta\Omega_\ell$  délimité par la surface fermée  $\delta\Sigma_\ell$ , un sous-domaine vapeur de volume  $\delta\Omega_v$  délimité par la surface fermée  $\delta\Sigma_v$  et un sous-domaine solide de volume  $\delta\Omega_s$  (voir figure D.1). Les deux sous-domaines liquide et vapeur sont séparés par l'interface  $\delta S_i$  à travers laquelle il peut y avoir des phénomènes de transition de phase (voir figure 3.3).

Par définition, la porosité est

$$\epsilon = \frac{\delta\Omega_\ell + \delta\Omega_v}{\delta\Omega}$$

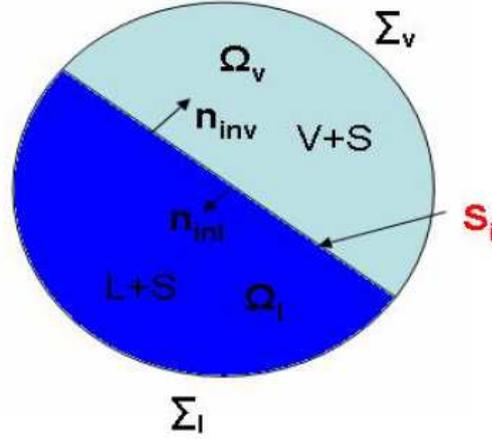


FIGURE 3.3: domaine d'étude (VER).

On définit les espaces occupés par le liquide, la vapeur et le solide par les fractions suivantes

$$\begin{cases} \epsilon_s = \frac{\Omega_s}{\Omega} \\ \epsilon_l = \frac{\Omega_l}{\Omega} = \alpha_l \epsilon \\ \epsilon_v = \frac{\Omega_v}{\Omega} = \alpha_v \epsilon \end{cases}$$

où  $\alpha_l$  et  $\alpha_v$  sont les titres volumiques respectifs du liquide et de la vapeur, avec  $\alpha_l + \alpha_v = 1$ .

### 3.1.1 Hypothèses

Notre modèle s'appuie sur les hypothèses suivantes :

- la structure capillaire est homogène et isotrope ;
- équilibre thermique local ;
- les propriétés physiques du fluide dépendent de sa température ;
- la vapeur se comporte comme un gaz parfait ;
- les forces du gravité sont négligeables.

### 3.1.2 Bilan de matière

Le bilan de matière pour la phase liquide contenu dans le VER peut s'écrire

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\delta\Omega_\ell} \rho_\ell d\omega = \oint_{\delta\Sigma_\ell} \rho_\ell \vec{v}_\ell \cdot \vec{n}_e ds \quad (3.1)$$

Après l'application des théorèmes du transport et de la divergence, et sachant que  $\vec{v}_\ell = \vec{v}_\ell^* - \vec{v}_\Sigma$ , où  $\vec{v}_\Sigma$  est la vitesse de l'interface, on obtient

$$\Leftrightarrow \int_{\delta\Omega} \frac{\partial(\epsilon_\ell \rho_\ell)}{\partial t} d\omega = - \int_{\delta\Omega} \text{div}(\epsilon_\ell \rho_\ell \vec{v}_\ell^*) d\omega - \delta \dot{m}_* \quad (3.2)$$

ce qui permet d'obtenir l'équation locale de conservation de la matière pour la phase liquide

$$\frac{\partial}{\partial t}(\epsilon_\ell \rho_\ell) + \text{div}(\epsilon_\ell \rho_\ell \vec{v}_\ell^*) = -\dot{\Gamma} \quad (3.3)$$

où

$$\dot{\Gamma} = \int_{\delta\Omega} \frac{\partial \delta \tilde{m}_*}{\partial \Omega} \quad (3.4)$$

est le débit massique de vaporisation par unité de volume apparent de corps poreux.

Une démarche similaire conduit pour la phase vapeur à l'équation

$$\frac{\partial}{\partial t}(\epsilon_v \rho_v) + \text{div}(\epsilon_v \rho_v \vec{v}_v) = \dot{\Gamma} \quad (3.5)$$

### 3.1.3 Loi de Darcy

La description des écoulements diphasiques en milieu poreux dépend de l'échelle considérée. A l'échelle microscopique (échelle du pore), l'équation de Navier-Stokes peut rendre compte des écoulements microscopiques. A l'échelle locale du VER, le milieu poreux est considéré comme continu et homogène : il est suffisamment grand pour qu'un effet de moyenne se manifeste sur les phénomènes qui se produisent dans les différents pores, tout en étant suffisamment petit pour que l'échantillon puisse être considéré comme homogène. La loi de Darcy (ou une loi de même nature) permet alors de décrire l'écoulement en régime permanent. En supposera que cette loi reste valable dans les régimes transitoires qui nous intéressent.

Les écoulements des phases liquide et vapeur dans le VER vérifient donc les deux équations suivantes

$$\vec{V}_\ell = -\frac{\kappa \kappa_{r\ell}}{\mu_\ell} \vec{\nabla} p_\ell \quad (3.6)$$

$$\vec{V}_v = -\frac{\kappa \kappa_{rv}}{\mu_v} \vec{\nabla} p_v \quad (3.7)$$

où  $\vec{V}_i$  est la vitesse darcienne de la phase  $i$ ,  $\kappa$  la perméabilité intrinsèque du milieu poreux,  $\mu_i$  la viscosité de la phase  $i$ ,  $\kappa_{r\ell}$  et  $\kappa_{rv}$  les perméabilités relatives respectives de la phase liquide et de la phase vapeur.

Etant donné que ce sont les lois de comportement qui nous intéressent principalement, les deux modèles simples suivants sont utilisés pour modéliser les perméabilités relatives en fonction de saturation respectives des phases liquide et vapeur

$$\begin{cases} \kappa_{r\ell} = \alpha_\ell \\ \kappa_{rv} = \alpha_v \end{cases}$$

### 3.1.4 Bilan d'énergie thermique

Les effets de la viscosité n'ayant pas d'impact significatif du point de vue thermique, le bilan d'enthalpie sur un VER peut s'écrire

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int_{\delta\Omega} \rho_s h_s \epsilon_s d\omega + \frac{\partial}{\partial t} \int_{\delta\Omega} \rho_\ell h_\ell \epsilon_\ell d\omega + \frac{\partial}{\partial t} \int_{\delta\Omega} \rho_v h_v \epsilon_v d\omega \\ = & \oint_{\delta\Sigma} \rho_\ell h_\ell \vec{v}_\ell \cdot \vec{n}_{e_\ell} \epsilon_\ell ds + \oint_{\delta\Sigma} \rho_v h_v \vec{v}_v \cdot \vec{n}_{e_v} \epsilon_s ds + \\ & + \int_{\delta\Omega} \frac{\partial p_\ell}{\partial t} \epsilon_\ell d\omega + \int_{\delta\Omega} \epsilon_\ell \vec{v}_\ell \cdot \vec{\nabla} p_\ell d\omega + \int_{\delta\Omega} \frac{\partial p_v}{\partial t} \epsilon_v d\omega + \int_{\delta\Omega} \epsilon_v \vec{v}_v \cdot \vec{\nabla} p_v d\omega + \oint_{\delta\Sigma} \vec{\varphi}_{cd} \cdot \vec{n}_e ds \end{aligned}$$

où  $\vec{n}_e$  est la normale entrante.

D'après le théorème du transport, pour chacune des deux phases  $i = \ell, v$  du fluide

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\delta\Omega} \epsilon_i \rho_i h_i d\omega = \int_{\delta\Omega} \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_i \rho_i h_i) d\omega + \oint_{\delta\Sigma} \epsilon_i \rho_i h_i \vec{v}_{\Sigma_i} \cdot \vec{n}_{s_i} ds \quad (3.8)$$

où  $\vec{n}_s$  est la normale sortante. Sachant que la vitesse relative de la phase  $i$  vérifie  $\vec{v}_i = \vec{v}_i - \vec{v}_{\Sigma_i}$  et que  $\vec{v}_{\Sigma_\ell} = -\vec{v}_{\Sigma_v}$ , l'équation de bilan enthalpique devient

$$\begin{aligned} & \int_{\delta\Omega} \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_s \rho_s h_s) d\omega + \int_{\delta\Omega} \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_\ell \rho_\ell h_\ell) d\omega + \int_{\delta\Omega} \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_v \rho_v h_v) d\omega \\ = & \int_{\delta\Omega} -\vec{\nabla} \cdot (\epsilon_\ell \rho_\ell h_\ell \vec{v}_\ell) d\omega + \int_{\delta\Omega} -\vec{\nabla} \cdot (\epsilon_v \rho_v h_v \vec{v}_v) d\omega \\ & + \int_{\delta\Omega} \epsilon_\ell \frac{\partial p_\ell}{\partial t} d\omega + \int_{\delta\Omega} \epsilon_\ell \vec{v}_\ell \cdot \vec{\nabla} p_\ell d\omega + \int_{\delta\Omega} \epsilon_v \frac{\partial p_v}{\partial t} d\omega + \int_{\delta\Omega} \epsilon_v \vec{v}_v \cdot \vec{\nabla} p_v d\omega + \oint_{\delta\Sigma} \vec{\varphi}_{cd} \cdot \vec{n}_e ds \end{aligned}$$

d'où l'expression de l'équation locale

$$\begin{aligned} 0 = & \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_s \rho_s h_s) + \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_\ell \rho_\ell h_\ell) + \vec{\nabla} \cdot (\epsilon_\ell \rho_\ell h_\ell \vec{v}_\ell) + \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_v \rho_v h_v) + \vec{\nabla} \cdot (\epsilon_v \rho_v h_v \vec{v}_v) \\ & - \epsilon_\ell \left( \frac{\partial p_\ell}{\partial t} + \vec{v}_\ell \cdot \vec{\nabla} p_\ell \right) - \epsilon_v \left( \frac{\partial p_v}{\partial t} + \vec{v}_v \cdot \vec{\nabla} p_v \right) + \vec{\nabla} \cdot \vec{\varphi}_{cd} \end{aligned}$$

Développons cette équation pour faire apparaître les bilans de matière liquide et vapeur

$$\begin{aligned} 0 = & \epsilon_s \rho_s \frac{\partial h_s}{\partial t} + h_\ell \overbrace{\left[ \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_\ell \rho_\ell) + \vec{\nabla} \cdot (\epsilon_\ell \rho_\ell \vec{v}_\ell) \right]}^{-\dot{\Gamma}} + h_v \overbrace{\left[ \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_v \rho_v) + \vec{\nabla} \cdot (\epsilon_v \rho_v \vec{v}_v) \right]}^{\dot{\Gamma}} \\ & + \epsilon_\ell \rho_\ell \frac{\partial h_\ell}{\partial t} + \epsilon_\ell \rho_\ell \vec{v}_\ell \cdot \vec{\nabla} h_\ell + \epsilon_v \rho_v \frac{\partial h_v}{\partial t} + \epsilon_v \rho_v \vec{v}_v \cdot \vec{\nabla} h_v \\ & - \epsilon_\ell \left( \frac{\partial p_\ell}{\partial t} + \vec{v}_\ell \cdot \vec{\nabla} p_\ell \right) - \epsilon_v \left( \frac{\partial p_v}{\partial t} + \vec{v}_v \cdot \vec{\nabla} p_v \right) + \vec{\nabla} \cdot \vec{\varphi}_{cd} \end{aligned} \quad (3.9)$$

d'où

$$\begin{aligned} 0 = & \epsilon_s \rho_s \frac{\partial h_s}{\partial t} + \overbrace{(h_v - h_\ell) \dot{\Gamma}}^{\ell_v} + \epsilon_\ell \rho_\ell \frac{\partial h_\ell}{\partial t} + \epsilon_\ell \rho_\ell \vec{v}_\ell \cdot \vec{\nabla} h_\ell + \epsilon_v \rho_v \frac{\partial h_v}{\partial t} + \epsilon_v \rho_v \vec{v}_v \cdot \vec{\nabla} h_v \\ & - \epsilon_\ell \left( \frac{\partial p_\ell}{\partial t} + \vec{v}_\ell \cdot \vec{\nabla} p_\ell \right) - \epsilon_v \left( \frac{\partial p_v}{\partial t} + \vec{v}_v \cdot \vec{\nabla} p_v \right) + \vec{\nabla} \cdot \vec{\varphi}_{cd} \end{aligned} \quad (3.10)$$

D'autre part, sachant que

$$\begin{cases} \frac{\partial h}{\partial t} = c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{\rho} (1 - \beta T) \frac{\partial p}{\partial t} \\ \vec{\nabla} h = c_p \vec{\nabla} T + \frac{1}{\rho} (1 - \beta T) \vec{\nabla} p \end{cases} \quad (3.11)$$

on a, pour la phase solide

$$\epsilon_s \rho_s \frac{\partial h_s}{\partial t} = \epsilon_s \rho_s c_{p_s} \frac{\partial T_s}{\partial t} \quad (3.12)$$

Pour une phase fluide  $i$ , la prise en compte de ces 2 équations donne

$$\begin{aligned} \epsilon_i \rho_i \frac{\partial h_i}{\partial t} + \epsilon_i \rho_i \vec{v}_i \cdot \vec{\nabla} h_i &= \epsilon_i \rho_i \left[ c_{p_i} \frac{\partial T_i}{\partial t} + \frac{1}{\rho_i} (1 - \beta_i T_i) \frac{\partial p_i}{\partial t} \right] + \epsilon_i \rho_i \vec{v}_i \cdot \left[ c_{p_i} \vec{\nabla} T_i + \frac{1}{\rho_i} (1 - \beta_i T_i) \vec{\nabla} p_i \right] \\ &= \epsilon_i \rho_i c_{p_i} \left( \frac{\partial T_i}{\partial t} + \vec{v}_i \cdot \vec{\nabla} T_i \right) + \epsilon_i (1 - \beta_i T_i) \left( \frac{\partial p_i}{\partial t} + \vec{v}_i \cdot \vec{\nabla} p_i \right) \end{aligned} \quad (3.13)$$

Le bilan d'énergie thermique (3.10) devient

$$\begin{aligned} 0 &= \epsilon_s \rho_s c_{p_s} \frac{\partial T_s}{\partial t} + \ell_v \dot{\Gamma} \\ &+ \epsilon_\ell \rho_\ell c_{p_\ell} \left( \frac{\partial T_\ell}{\partial t} + \vec{v}_\ell \cdot \vec{\nabla} T_\ell \right) + \epsilon_\ell (1 - \beta_\ell T_\ell) \left( \frac{\partial p_\ell}{\partial t} + \vec{v}_\ell \cdot \vec{\nabla} p_\ell \right) \\ &+ \epsilon_v \rho_v c_{p_v} \left( \frac{\partial T_v}{\partial t} + \vec{v}_v \cdot \vec{\nabla} T_v \right) + \epsilon_v (1 - \beta_v T_v) \left( \frac{\partial p_v}{\partial t} + \vec{v}_v \cdot \vec{\nabla} p_v \right) \\ &- \epsilon_\ell \left( \frac{\partial p_\ell}{\partial t} + \vec{v}_\ell \cdot \vec{\nabla} p_\ell \right) - \epsilon_v \left( \frac{\partial p_v}{\partial t} + \vec{v}_v \cdot \vec{\nabla} p_v \right) + \vec{\nabla} \cdot \vec{\varphi}_{cd} \\ &= \epsilon_s \rho_s c_{p_s} \frac{\partial T_s}{\partial t} + \epsilon_\ell \rho_\ell c_{p_\ell} \frac{\partial T_\ell}{\partial t} + \epsilon_v \rho_v c_{p_v} \frac{\partial T_v}{\partial t} + \dot{\Gamma} \ell_v \\ &+ \epsilon_\ell \rho_\ell c_{p_\ell} \vec{v}_\ell \cdot \vec{\nabla} T_\ell + \epsilon_v \rho_v c_{p_v} \vec{v}_v \cdot \vec{\nabla} T_v \\ &- \epsilon_\ell \beta_\ell T_\ell \left( \frac{\partial p_\ell}{\partial t} + \vec{v}_\ell \cdot \vec{\nabla} p_\ell \right) - \epsilon_v \beta_v T_v \left( \frac{\partial p_v}{\partial t} + \vec{v}_v \cdot \vec{\nabla} p_v \right) \\ &+ \vec{\nabla} \cdot \vec{\varphi}_{cd} \end{aligned}$$

L'hypothèse de l'équilibre thermique local impose l'égalité de la température de chacune des phases en présence. On a alors

$$\vec{\varphi}_{cd} = - \underbrace{(\epsilon_s \lambda_s + \epsilon_\ell \lambda_\ell + \epsilon_v \lambda_v)}_{\lambda_{\text{eff}}} \vec{\nabla} T$$

et le bilan d'énergie thermique devient

$$\begin{aligned} &\overbrace{(\epsilon_s \rho_s c_{p_s} + \epsilon_\ell \rho_\ell c_{p_\ell} + \epsilon_v \rho_v c_{p_v})}^{\overline{\rho c_p}} \frac{\partial T}{\partial t} + (\epsilon_\ell \rho_\ell c_{p_\ell} \vec{v}_\ell + \epsilon_v \rho_v c_{p_v} \vec{v}_v) \cdot \vec{\nabla} T \\ &= \epsilon_\ell \beta_\ell T_\ell \left( \frac{\partial p_\ell}{\partial t} + \vec{v}_\ell \cdot \vec{\nabla} p_\ell \right) + \epsilon_v \beta_v T_v \left( \frac{\partial p_v}{\partial t} + \vec{v}_v \cdot \vec{\nabla} p_v \right) - \dot{\Gamma} \ell_v + \vec{\nabla} \cdot (\lambda_{\text{eff}} \vec{\nabla} T) \end{aligned} \quad (3.14)$$

Le liquide étant incompressible,  $\beta_\ell = 0$ ; la vapeur se comportant comme un gaz parfait,  $\beta_v = 1/T$ , d'où

$$\overline{\rho c_p} \frac{\partial T}{\partial t} = - (\epsilon_\ell \rho_\ell c_{p_\ell} \vec{v}_\ell + \epsilon_v \rho_v c_{p_v} \vec{v}_v) \cdot \vec{\nabla} T - \dot{\Gamma} \ell_v + \epsilon_v \left( \frac{\partial p_v}{\partial t} + \vec{v}_v \cdot \vec{\nabla} p_v \right) + \vec{\nabla} \cdot (\lambda_{\text{eff}} \vec{\nabla} T) \quad (3.15)$$

avec :

- $\overline{\rho c} = \epsilon_s \rho_s c_s + \epsilon_\ell \rho_\ell c_\ell + \epsilon_v \rho_v c_v$  capacité thermique massique moyenne ;
- $\lambda_{\text{eff}} = \epsilon_s \lambda_s + \epsilon_\ell \lambda_\ell + \epsilon_v \lambda_v$  conductivité thermique effective.

On supposera dans la suite que les effets de la compressibilité de la vapeur sont négligeables sur la variation de température.

### 3.1.5 Modèle de changement de phase

Le changement de phase d'un fluide est un moyen très efficace pour transporter l'énergie : la transition de phase mobilise beaucoup d'énergie et le fluide, quelle que soit la phase qui en résulte, est ensuite facile à déplacer dans une conduite. La transition de phase est décrite par l'équation de Langmuir [44]

$$\dot{\Gamma} = a S_w \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}} (p_{\text{sat}}(T) - p_v) \quad (3.16)$$

où  $a$  est un coefficient d'accommodation (compris entre 0 et 1),  $S_w$  la surface de vaporisation et  $R$  la constante des gaz parfaits.

Cette équation donne le taux de vaporisation volumique dans chaque VER en fonction de l'écart local à l'équilibre thermodynamique que provoque le flux de chaleur qui se propage dans la mèche poreuse. Cette expression indique clairement que le flux de matière qui change de phase dépend directement de l'écart entre la pression de vapeur et la pression de saturation du liquide.

La courbure de l'interface liquide-vapeur modifie les conditions d'équilibre thermodynamique ; d'après l'équation (C.26) (cf. annexe C.3.2)

$$p_{\text{sat}} \left( T, \frac{1}{r} \right) = p_{\text{sat}} \left( T, \frac{1}{r} \rightarrow 0 \right) - \frac{\rho_v}{\rho_\ell - \rho_v} \Delta p_{\text{cap}} \quad (3.17)$$

où  $p_{\text{sat}} \left( T, \frac{1}{r} \rightarrow 0 \right)$  est la pression de saturation pour une interface plane et  $\Delta p_{\text{cap}}$  la pression capillaire, définie comme la différence entre la la pression vapeur et la pression liquide

$$\Delta p_{\text{cap}} = p_v - p_\ell \quad (3.18)$$

La pression de saturation de méthanol, pour une interface plane, est donnée par l'équation de Clapeyron (E.1) (cf. annexe E.2).

### 3.1.6 Modèle du bâti métallique (culasse de l'évaporateur)

Le bâti métallique (partie générique de la culasse métallique de l'évaporateur) est en nickel. Le comportement thermique instationnaire de ce bâti est décrit par l'équation de la chaleur

$$\rho_{E_c} c_{p_{E_c}} \frac{\partial T_{E_c}}{\partial t} = \lambda_{E_c} \Delta T_{E_c} \quad (3.19)$$

### 3.1.7 Conditions aux limites

Ce qui nous intéresse ici, c'est le comportement intrinsèque de l'évaporateur. Nous allons étudier le démarrage de la vaporisation et du pompage thermocapillaire, puis l'installation de la poche vapeur dans un évaporateur situé dans un environnement idéal ; les cannelures contiennent initialement de la vapeur, la mèche est saturée de liquide et elle est dans un environnement invariable dans le temps : le liquide est sous-refroidi à l'entrée de la mèche et sa température est constante, les pressions respectives sur les surfaces d'entrée du liquide et de la sortie de la vapeur sont également constantes.

### 3.1.7.1 Surface d'alimentation en liquide

La température et la pression du liquide sont maintenues constantes sur la surface d'entrée dans la mèche

$$T = T_o, \quad p_\ell = p_o \quad (3.20)$$

### 3.1.7.2 Faces latérales

Comme on l'a déjà dit plus haut, la partie modélisée représente la "brique élémentaire" de l'évaporateur. Les phénomènes qui y sont décrits sont supposés se répéter à l'identique dans les autres briques, parallèles, qui constituent l'évaporateur. En conséquence, par raison de symétrie, le gradient de température est nul selon  $x$  sur les faces latérales de la partie modélisée.

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (3.21)$$

Pour les mêmes raisons, les composantes  $x$  des vitesses du liquide et de la vapeur sont nulles sur ces faces.

$$v_{\ell_x} = 0, \quad v_{v_x} = 0 \quad (3.22)$$

### 3.1.7.3 Zone de contact mèche/panne chauffante

Le contact thermique entre le bâti métallique et la mèche est supposé parfait

$$\lambda_{E_c} \frac{\partial T_{E_c}}{\partial y} = \lambda_{\text{eff}} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (3.23)$$

Le bâti métallique étant imperméable à la matière, les vitesses du fluide sont nulles à sa surface, d'où

$$\frac{\partial p_\ell}{\partial y} = 0 \quad (3.24)$$

$$\frac{\partial p_v}{\partial y} = 0 \quad (3.25)$$

### 3.1.7.4 Surface mèche/cannelure

Le contact entre la mèche et les cannelures est sans doute le plus difficile à décrire. Deux modes sont identifiés :

#### Mèche saturée en liquide (pas de poche vapeur)

Dans cette configuration, la vapeur dans les cannelures est en équilibre avec le liquide surchauffé dans la mèche poreuse par l'intermédiaire des ménisques plus ou moins creux. Cette configuration est observée généralement pour des faibles puissances où la vaporisation se fait uniquement à la partie supérieure de la mèche.

#### Poche de vapeur développée

Cette configuration décrit le changement de phase dans la mèche, surtout pour les fortes puissances. La vaporisation s'effectue en deux endroits différents : au cœur de la mèche, où une poche vapeur s'est formée, et à la partie supérieure de la mèche, où la vapeur est en équilibre avec le liquide. La vapeur qui s'écoule dans les cannelures vient principalement de la vaporisation qui se produit dans la poche vapeur.

Dans le cas qui nous intéresse, l'évaporateur subit des puissances très élevées dissipées par l'électronique de puissance de la traction ferroviaire. Nous supposons alors que le débit de vaporisation venant du liquide en contact avec les cannelures est très faible par rapport au débit de vapeur venant de la poche vapeur.

La pression de la vapeur est supposée uniforme et constante dans les cannelures

$$p_v = p_1 \quad (3.26)$$

$p_1 = p_0 + \Delta p$  où  $\Delta p$  sont les pertes de charge dans le reste de la boucle.

Le changement de phase dans la partie supérieure de la mèche est négligé ; en conséquence, la composante normale de la vitesse du liquide est nulle sur la surface de la mèche qui débouche dans la cannelure

$$\frac{\partial p_\ell}{\partial y} = 0 \quad (3.27)$$

Le flux thermique échangé par convection entre le liquide contenu dans la mèche poreuse et la vapeur contenue dans les cannelures vérifie

$$\int_{S_{cw}} -\lambda_{\text{eff}} \vec{\nabla} T \cdot \vec{n}_s ds = h_{cw} S_{wcan} (T_{can} - T) \quad (3.28)$$

où  $S_{cw}$  est la surface de la mèche saturée de liquide en contact avec la vapeur contenue dans les cannelures,  $h_{cw}$  le coefficient d'échange convectif à travers cette surface et  $T_{can}$  la température de la vapeur dans ces cannelures.

### 3.1.7.5 Surface de contact bâti/cannelures

Le flux thermique échangé par convection entre la surface du bâti métallique et la vapeur contenue dans les cannelures vérifie

$$\int_{S_{Ecan}} -\lambda_{E_c} \vec{\nabla} T_{E_c} \cdot \vec{n}_s ds = h_{Ecan} S_{Ecan} (T_{can} - T_{E_c}) \quad (3.29)$$

où  $S_{Ecan}$  est la surface du bâti métallique en contact avec la vapeur contenue dans les cannelures,  $T_{can}$  la température de vapeur dans les cannelures,  $h_{Ecan}$  le coefficient d'échange convectif à travers cette surface (dont l'expression est issue des travaux de Kaya [34]).

### 3.1.7.6 Surface extérieure du bâti

La charge thermique  $\phi$  est appliquée sur la surface extérieure de bâti métallique

$$\lambda_{E_c} \frac{\partial T_{E_c}}{\partial y} = \phi \quad (3.30)$$

## 3.2 Résultats et discussions

Les équations du modèle physique qui ont été présentées ci-dessus sont résolues par la méthode des éléments finis, par l'intermédiaire du logiciel **FreeFem++**<sup>1</sup>. Dans cette première partie, nous allons nous intéresser aux transferts de matière et de chaleur au sein de la mèche. Deux configurations différentes de l'évaporateur, schématisées sur la figure 3.4, sont étudiées.

---

1. Logiciel libre de résolution d'équations aux dérivées partielles développé au sein du laboratoire Jacques-Louis Lions de l'Université de Jussieu (Paris 6).

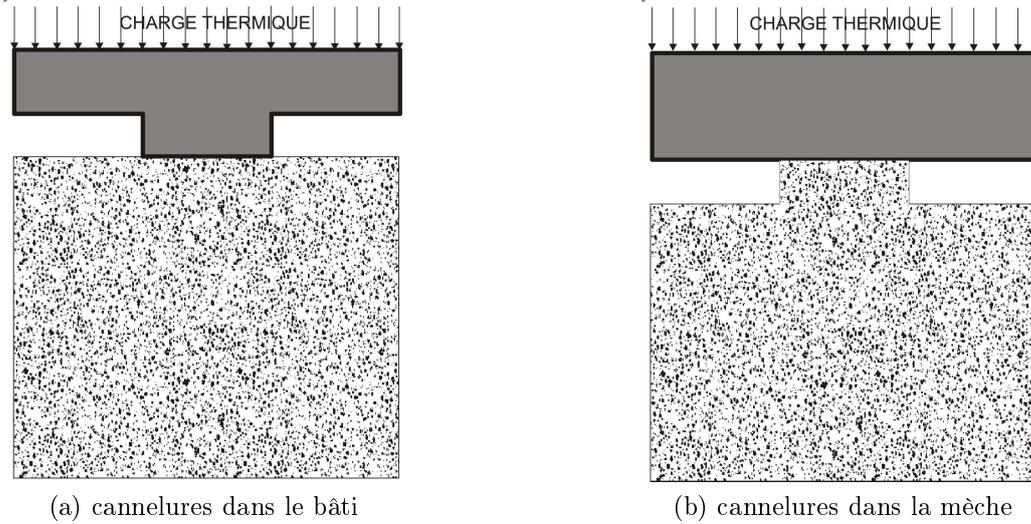


FIGURE 3.4: coupes transversales des deux types d'évaporateurs étudiés.

Nous nous intéressons pour le moment à un élément de mèche parallélépipédique représentatif. Les dimensions de cet élément sont  $X_w = 1 \text{ mm}$ ,  $Y_w = 1 \text{ mm}$ ,  $Y_{Ec} = Y_w/3$ ,  $X_{can} = X_w/3$ ,  $Y_{can} = Y_w/6$  (voir figure 3.2). Les cannelures sont gravées dans la culasse métallique de l'évaporateur.

La mèche poreuse est initialement saturée en liquide, la température et la pression du liquide sont respectivement  $T = 300 \text{ K}$ ,  $p = 1 \text{ bar}$ . La température du liquide à l'entrée de la mèche est maintenue à  $T_0 = 300 \text{ K}$ , sa pression est  $p_0 = 1 \text{ bar}$ . Les cannelures sont remplies de vapeur dont la pression est  $p_1 = p_0 = 1 \text{ bar}$ . La température dans les cannelures est la température de saturation de la vapeur surchauffée de  $3 \text{ K}$ ,  $T_{can} = T_{sat}(p_1) + 3 \text{ K}$ ;

Les propriétés du méthanol prises en compte dans ce modèle dépendent de la température ; elles sont calculées par les équations rappelées en annexe E.

La culasse de l'évaporateur est en nickel, ses propriétés sont regroupées dans l'annexe B.2.1. La température de bâti métallique à l'instant initial est  $T_{Ec} = 300 \text{ K}$ .

Le coefficient d'accommodation dépend principalement du fluide de travail. Sa valeur est déterminée généralement à travers l'expérience. En ce qui nous concerne, les résultats expérimentaux de D. Lossouarn permettent de fixer la valeur de ce coefficient à  $0,0004$  pour le méthanol.

Il est à noter que les valeurs des conditions limites et des conditions initiales retenues dans cette partie sont loin des valeurs réelles rencontrées dans la mèche poreuse. Elles ont l'avantage de permettre de tester la robustesse du code de calcul développé.

### 3.2.1 Influence du bâti métallique

Dans plusieurs modèles numériques, l'étude du transfert de chaleur dans le bâti métallique est négligée : la charge thermique est appliquée directement sur la mèche poreuse (sur le segment EF de la figure 3.2).

La figure 3.5 présente le profil de température de la surface extérieure de la mèche pour les deux scénarios suivants :

- charge thermique appliquée sur la surface extérieure du bâti métallique ;
- charge thermique appliquée directement sur la mèche poreuse (segment EF sur la figure 3.2 ; dans ce cas, le bâti métallique n'est pas pris en compte).

Ces deux profils de température sont très différents. En négligeant le bâti métallique, la surface de la mèche concernée subit des conditions aux limites de type Neumann, ce qui impose un gradient de température important entre le centre de la panne chauffante et ses extrémités ; par contre lorsque la charge thermique est appliquée sur le bâti métallique, les lignes de flux thermique délivré par la panne chauffante s'organisent pour limiter ce gradient thermique : la différence de température entre le centre de la panne chauffante et ses extrémités ne dépasse pas  $2\text{ K}$  dans ce cas contre plus de  $10\text{ K}$  dans le cas précédent.

Ces résultats montrent que le bâti métallique joue un rôle important sur la façon dont le flux de chaleur est appliqué à la mèche et que sa non prise en compte peut entraîner une mauvaise évaluation des performances de l'évaporateur. La conception de l'évaporateur et en particulier de la géométrie des éléments qui apportent la charge thermique à la mèche est donc à étudier avec soin.

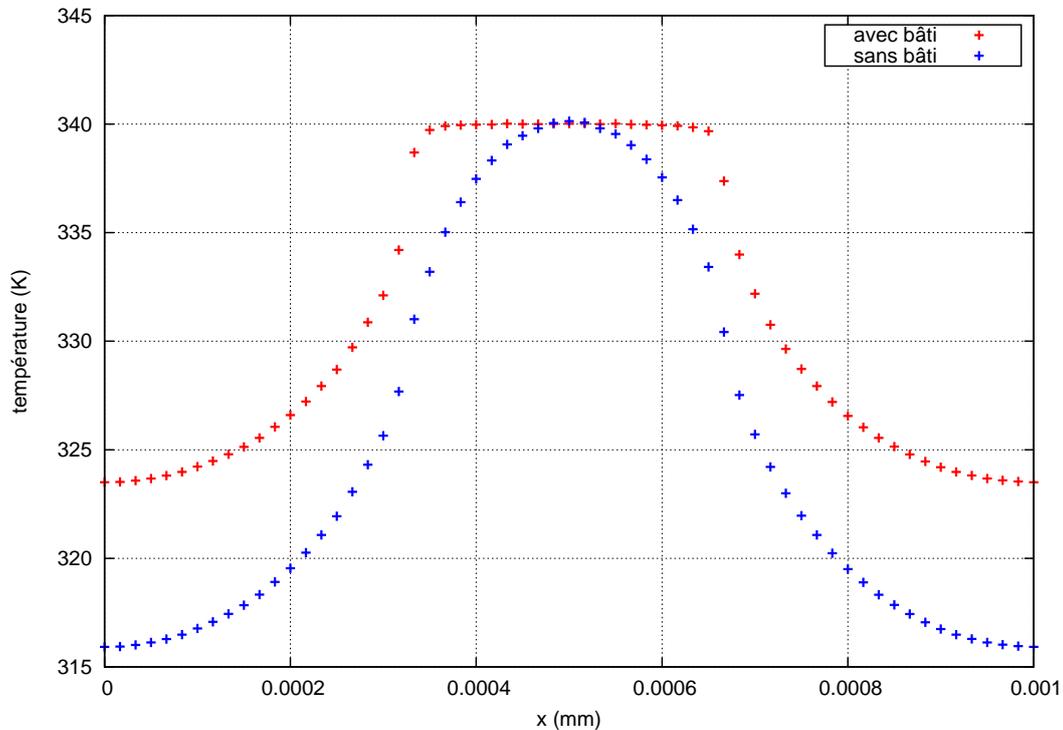


FIGURE 3.5: influence du bâti métallique sur le transfert de chaleur dans la mèche.

### 3.2.2 Croissance de poche de vapeur

Avant l'instant initial correspondant au début de l'application de la charge thermique, le liquide est sous-refroidi de manière uniforme dans la mèche. La charge thermique appliquée sur le bâti métallique commence par traverser la mèche par conduction jusqu'à sa surface opposée, maintenue à  $T_o$ . Au fil du temps, ce flux de chaleur augmente la température de la mèche et du liquide qu'elle contient.

Le liquide dans la mèche s'échauffe jusqu'à ce qu'il atteigne la température de saturation (correspond à la pression saturante de la vapeur dans les cannelures). La charge thermique

est apportée à la mèche par les pannes chauffantes et ce sont les parties de la surface de la mèche qui sont en contact avec les pannes chauffantes qui reçoivent la densité de flux la plus importante. La question est de savoir à quel endroit la nucléation, qui marque la naissance d'une poche vapeur dans la mèche, démarre sous ces pannes chauffantes. Cela dépend de l'amplitude de la charge thermique, de la vitesse avec laquelle elle est appliquée, de la conductivité thermique effective de la mèche saturée de liquide et de la dimension des embryons de vapeur emprisonnés entre la panne chauffante et la mèche.

La surchauffe nécessaire pour débiter la nucléation dépend des propriétés du corps poreux et du rayon des embryons de vapeur ; un des modèles possibles pour décrire cette surchauffe est [15]

$$\Delta T_{sur} = \frac{2\sigma T_{sat}(p_v)}{\rho_v \ell_v} \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r_p} \right) \quad (3.31)$$

où  $r$  est le rayon de la bulle de vapeur et  $r_p$  le rayon du pore.

La surchauffe réelle  $\Delta T_{réelle}$  est calculée par le modèle selon l'équation suivante

$$\Delta T_{réelle} = T - T_{sat}(p_\ell) \quad (3.32)$$

Pour un milieu poreux uniforme, plusieurs scénarios différents peuvent être envisagés quant au développement de la première bulle de vapeur, fonction de l'image que l'on se fait de la répartition des embryons initiaux de vapeur.

### 3.2.2.1 Surchauffe nulle au déclenchement

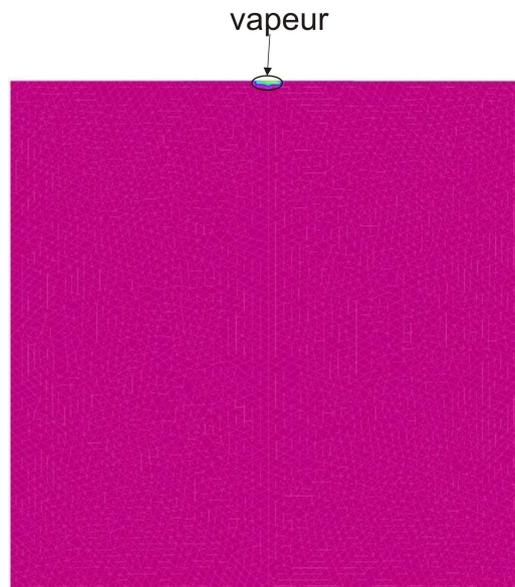


FIGURE 3.6: Naissance de la poche vapeur sans surchauffe au déclenchement.

On peut commencer par un scénario non réaliste, mais qui pourra servir de référence, correspondant au cas où la vaporisation commence sans surchauffe sous la panne chauffante (ce qui correspondrait au cas où les pressions sont égales aux deux extrémités de la mèche et où l'interface liquide-vapeur est plane sur la surface extérieure de la mèche). La vaporisation commence alors au point le plus chaud de la surface supérieure de la mèche, c'est à dire au milieu de sa surface de contact avec une panne chauffante (voir figure 3.6).

La figure 3.7 présente, au même instant que pour la figure 3.6, la surchauffe nécessaire à l'ébullition  $\Delta T_{sur}$  et l'écart local à cette surchauffe  $\Delta T_{réelle}$  sur la surface supérieure de la mèche. La surchauffe nécessaire pour le déclenchement de la nucléation est nulle par hypothèse. Cette figure confirme le fait que le fluide atteint la température de saturation au centre de la surface en contact avec la panne chauffante ; comme on peut le constater sur la figure 3.7, la vapeur contenue dans la poche vapeur, en pleine croissance, est légèrement surchauffée ( $\Delta T_{réelle} > \Delta T_{sur}$ ). Ailleurs, le liquide est encore sous-refroidi, le sous-refroidissement atteignant près de  $0,1 K$  aux extrémités de la panne chauffante.

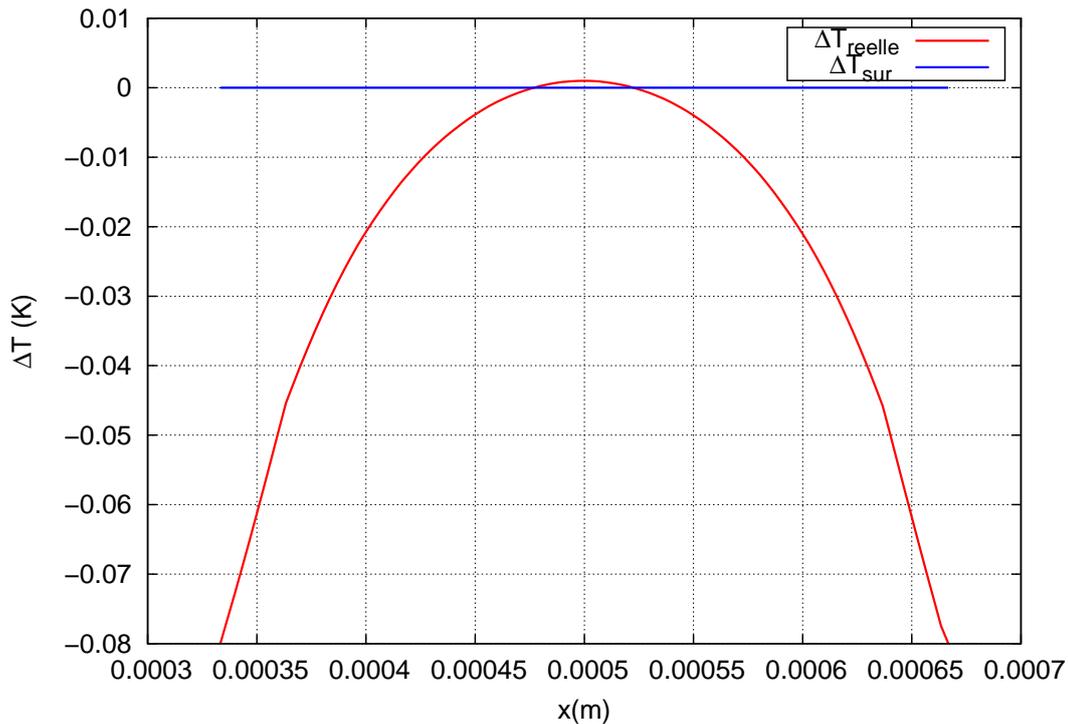


FIGURE 3.7: Surchauffe nulle

Deux autres types de scénarios, plus réalistes, vont maintenant être envisagés.

### 3.2.2.2 Surchauffe uniforme au déclenchement

Lorsque l'évaporateur fonctionne en étant inséré dans la boucle, la pression à la sortie, coté vapeur, est supérieure à la pression à l'entrée liquide : cet écart de pression, subie par le fluide à la traversée de la surface de vaporisation, équilibre en régime permanent les diverses pertes de charges subies par ce fluide lorsqu'il parcourt la boucle. Même sans débit de fluide, l'interface de vaporisation doit contrer les écarts de pressions gravitationnelles, importants, qui existent lorsque de la vapeur est contenue dans la conduite vapeur.

A l'instant initial, on fait maintenant l'hypothèse qu'il existe un écart de pression entre la partie inférieure et la partie supérieure de la mèche ( $p_1 = p_0 + \Delta p$ ). Les phases liquide et vapeur sont en équilibre, séparées par une interface constituée de ménisques sphériques. La courbure des ménisques modifie alors les conditions d'équilibre thermodynamiques en introduisant une surchauffe (voir annexe C).

La figure 3.8 montre que la surchauffe nécessaire au déclenchement de la vaporisation est uniforme. Le liquide atteint cette surchauffe à l'endroit le plus chaud de la mèche, c'est à dire

comme précédemment au milieu de la surface de la panne chauffante. Le démarrage de la nucléation marque la naissance d'une poche de vapeur dans la mèche, centrée sous la panne chauffante comme dans le cas précédent.

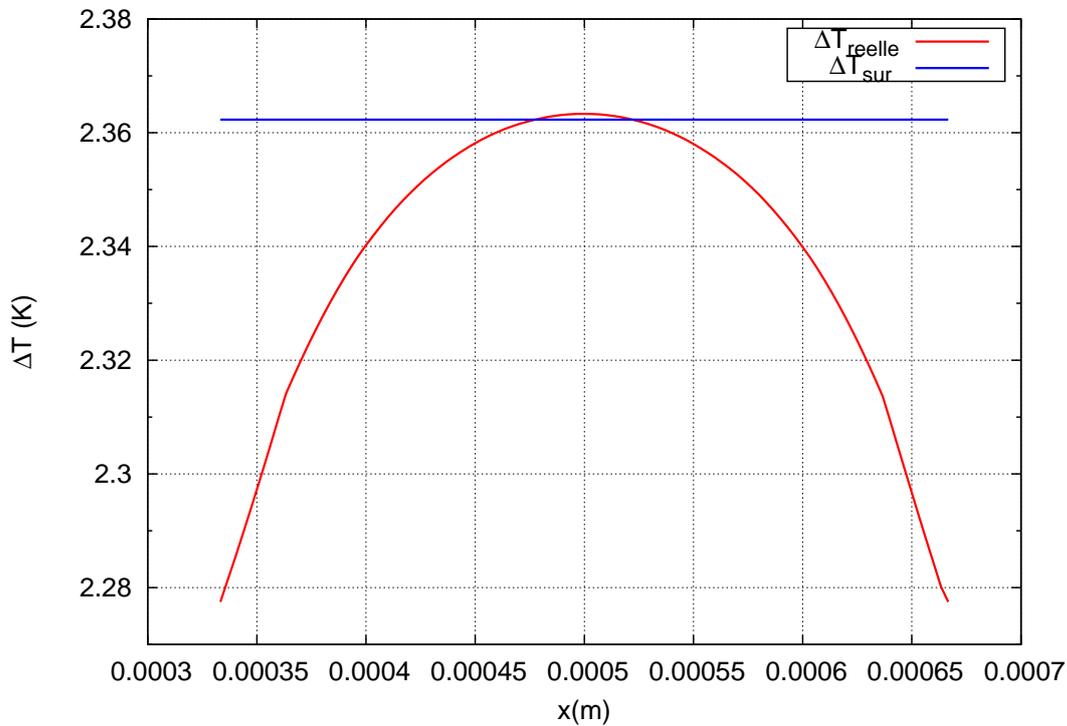


FIGURE 3.8: surchauffe uniforme pour  $\Delta p = 0,1 \text{ bar}$ .

### 3.2.2.3 Surchauffe non uniforme au déclenchement

Dans la réalité, il est probable qu'il existe des embryons de vapeur entre la pannes chauffante et la mèche saturée de liquide. Les embryons de vapeur les plus gros sont situés au voisinage de la zone où la panne chauffante est en contact avec la mèche, c'est à dire à la jonction entre la panne chauffante, la mèche et la cannelure. C'est en effet dans cette zone de rupture géométrique que les cavités, dans lesquelles de la vapeur peut rester bloquée, peuvent avoir les tailles les plus importantes.

La surchauffe nécessaire au déclenchement de la nucléation n'est donc plus uniforme : elle est plus importante au centre de la surface de la panne chauffante que sur sa périphérie, ce qui fait que la nucléation peut démarrer au voisinage de la cannelure si les embryons de vapeur y ont une taille initiale suffisante.

La figure 3.9 montre la naissance de deux poches de vapeur distinctes à la périphérie de la panne chauffante. Ces poches vont ensuite grossir et finir par se rejoindre pour ne plus en former qu'une seule, centrée sous la panne chauffante.

La figure 3.10 montre la surchauffe nécessaire au déclenchement : elle est plus faible aux extrémités de la panne chauffante, où les embryons de vapeur sont supposés être plus gros, qu'au centre, où ils sont les plus petits. La surchauffe retenue ici est de l'ordre de  $2,4 \text{ K}$  aux bords des pannes chauffantes et de  $3,8 \text{ K}$  au centre. Ces valeurs, réalistes, n'ont néanmoins aucune validation expérimentale, impossible à réaliser ; elles ont été choisies pour mettre en évidence un comportement.

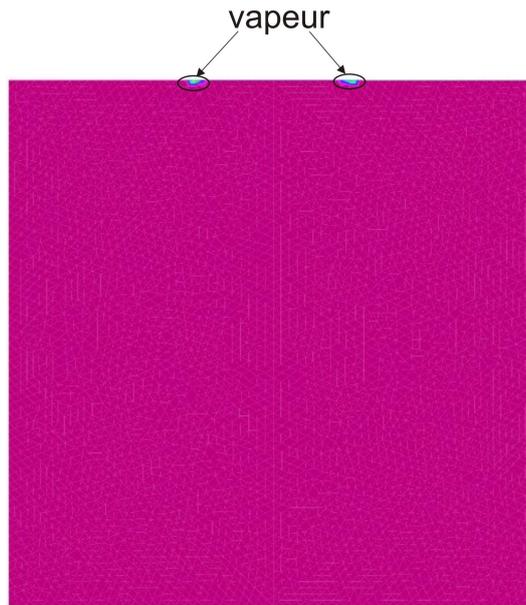


FIGURE 3.9: naissance de deux poches de vapeur séparées à la périphérie des pannes chauffantes pour une surchauffe au déclenchement non uniforme.

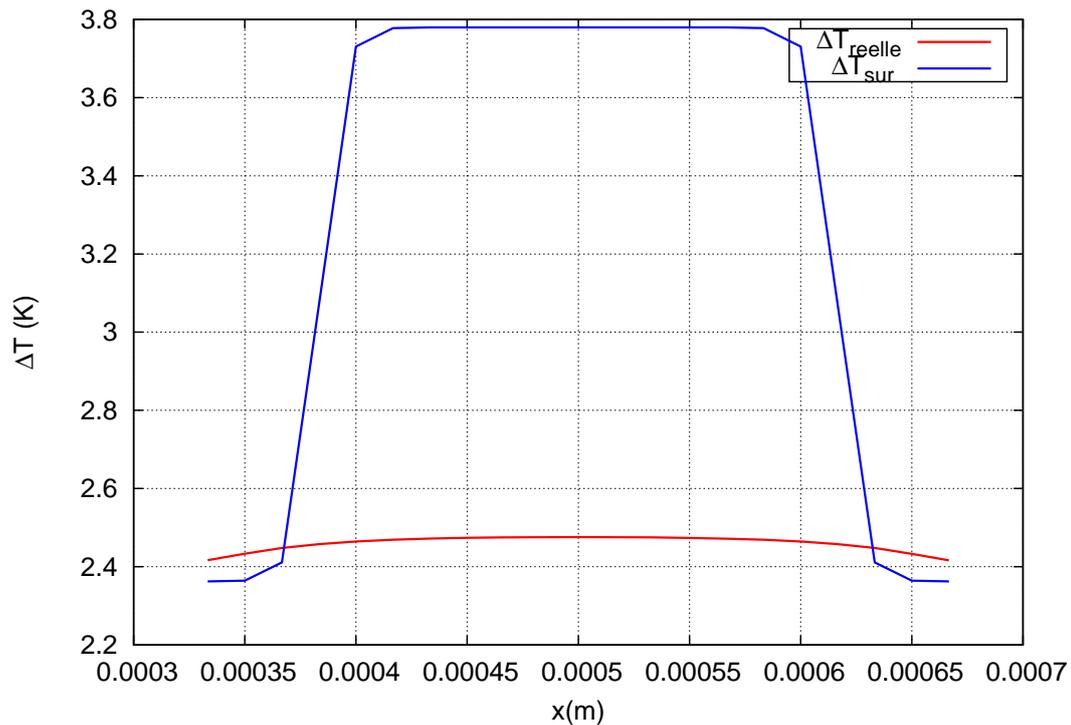


FIGURE 3.10: surchauffe non uniforme.

Par rapport au cas précédent, le déclenchement de la nucléation se fait plus tard, avec une densité de flux moins importante à la périphérie de la panne chauffante qu'à son centre. La répartition des embryons de vapeur initiaux a donc une conséquence sur le démarrage de l'évaporateur et ces quelques résultats préliminaires montrent que la nature du contact panne chauffante/mèche a une influence sur la qualité de ce démarrage.

Ce scénario correspond aux observations faites sur l'un des dispositifs expérimentaux de Coquard [15], qui a montré que la vaporisation commence sous la panne chauffante en partant

de la zone de contact mèche-cannelures-bâti sur ses expériences (voir figure 3.11).

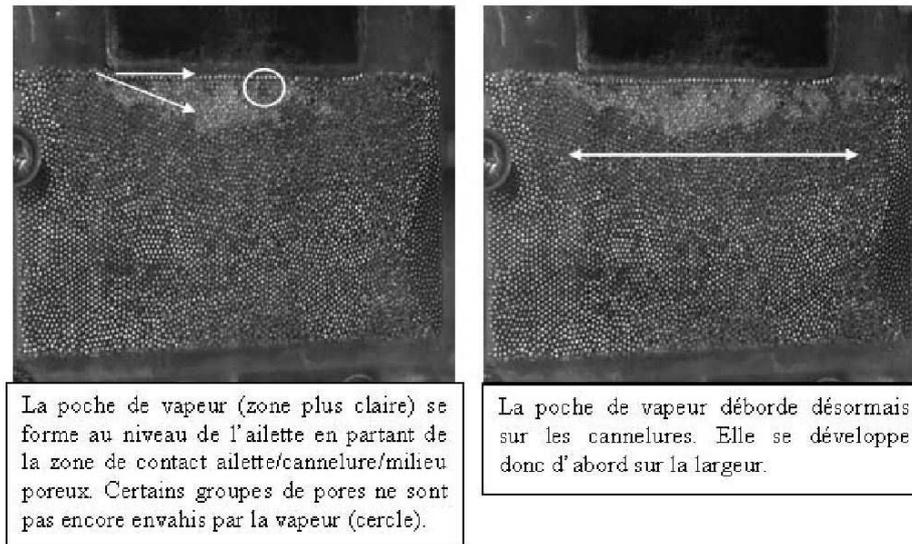


FIGURE 3.11: déclenchement de la vaporisation dans la mèche, Coquard [15].

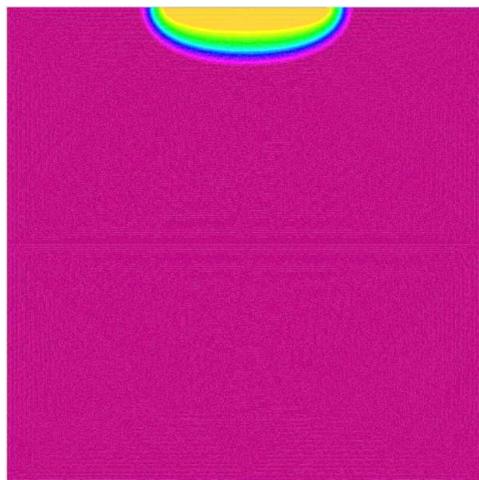
#### 3.2.2.4 La poche de vapeur en fonction de temps

Dans le reste de ce rapport, nous considérons que la surchauffe nécessaire pour le déclenchement de la nucléation est uniforme. La vaporisation commence sous la panne chauffante. La taille de la poche vapeur progresse au cours du temps jusqu'à ce qu'elle atteigne une dimension d'équilibre qui ne varie plus au cours du temps. La figure 3.12 montre la poche vapeur, 3 s et 5 s après sa naissance, puis en régime permanent, pour une charge thermique de  $7 \text{ W cm}^{-2}$ .

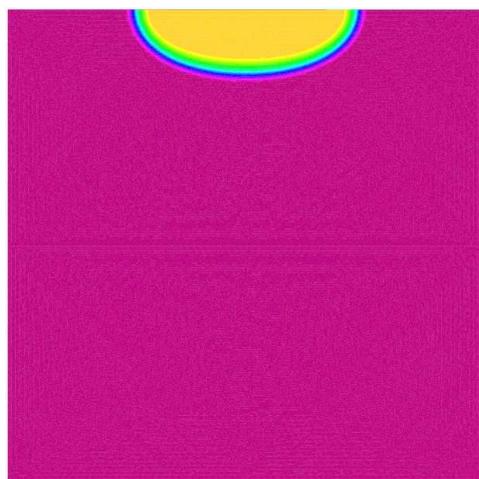
La formation de vapeur se fait essentiellement au niveau de l'interface de la poche vapeur présente dans la mèche. Ce résultat est totalement justifié par des travaux précédents ; en effet, Coquard a montré que le débit de vaporisation venant du liquide en contact avec les cannelures est très faible par rapport au débit de vapeur venant de la poche vapeur pour une mèche isolante ( $\lambda_w = 1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ,  $\lambda_{\text{eff},\ell} = 0,85 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ,  $\lambda_{\text{eff},v} = 0,42 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ), ce qui valide en partie le modèle physique que nous avons retenu pour traiter cet aspect des choses.

La vaporisation du liquide, qui débute à la surface extérieure de la mèche, provoque la disparition de liquide dans la mèche et la création de ménisques dans les pores qui la constituent. L'apparition de ces ménisques a deux conséquences, toutes deux essentielles au pompage thermocapillaire, qui est à la base du fonctionnement de ces boucles.

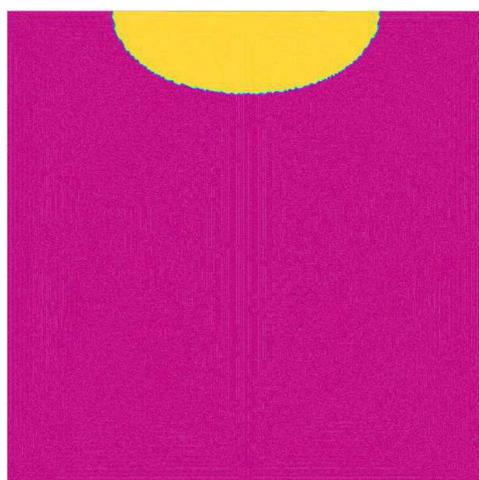
Tout d'abord, d'après l'équation de Young-Laplace,  $p_\ell = p_v - \frac{2\sigma}{r}$  ; la diminution de la pression sous les ménisques aspire le liquide qui vient alimenter l'interface de vaporisation, concourant ainsi à la continuation du processus de vaporisation. La courbure de l'interface de vaporisation provoque d'autre part une modification des conditions thermodynamiques d'équilibre (voir annexe C) : la température d'équilibre d'une interface courbe est plus élevée que celle d'une interface plane. La position de l'interface de vaporisation correspond donc au lieu où, dans la mèche, les conditions de saturation existent, qui dépendent à la fois de la température d'entrée du liquide, de la charge thermique et de la dynamique du fluide.



(a) 3 s



(b) 5 s



(c) régime stationnaire

FIGURE 3.12: comportement dynamique de la poche de vapeur pour une charge thermique de  $7 \text{ Wcm}^{-2}$  (sans surchauffe au déclenchement).

### 3.2.2.5 La poche de vapeur en fonction de la charge thermique

La figure 3.13 montre que la forme et le volume d'équilibre de la poche vapeur augmentent avec l'amplitude de la charge thermique. Pour des conditions limites bien définies, cette expérience numérique montre que, en tous cas pour les densités de puissance supérieures à  $4,3 \text{ W cm}^{-2}$ , une poche de vapeur s'installe de façon stable dans la mèche, avec des dimensions d'autant plus grande que la charge thermique est importante. L'hypothèse habituellement faite dans les modèles globaux de BFDPT d'une mèche qui fonctionne en restant saturée de liquide est forte, en tous cas lorsque les densités de flux appliqués ne sont pas très faibles, comme nous allons le voir ci-dessous.

Introduisons deux paramètres pour caractériser la dimension de la poche de vapeur :  $L_p$ , profondeur de la poche et  $L_d$ , diamètre de la poche (voir figure 3.14).

La figure 3.15 présente l'évolution de  $L_d$  pour des densités de flux appliqués variant entre  $4 \text{ W cm}^{-2}$  et  $50 \text{ W cm}^{-2}$ . Une augmentation du flux thermique entraîne une augmentation du diamètre de la poche. Pour un flux inférieur à  $4,3 \text{ W cm}^{-2}$ , le diamètre est nul ce qui indique que la mèche reste saturée en liquide : l'hypothèse d'une mèche saturée en liquide est donc justifiée pour les faibles densités de flux, inférieurs à  $4,3 \text{ W cm}^{-2}$  pour la géométrie, les conditions limites et le fluide (méthanol) utilisés ici.

Lorsque la densité de flux dépasse une valeur de l'ordre de  $9 \text{ W cm}^{-2}$ , le diamètre de la poche vapeur atteint la longueur de la partie de la mèche considérée ( $1 \text{ mm}$  en ce qui nous concerne) : pour les charges thermiques supérieures, le liquide quitte définitivement la surface extérieure de la mèche pour s'enfoncer en son sein.

La figure 3.16 montre l'évolution de  $L_p$  pour différentes densités de flux. Comme pour le diamètre, la profondeur de la poche vapeur augmente avec la charge thermique : l'interface de vaporisation s'enfonce dans la mèche.

Le maintien de la température du liquide à  $T_o$  avec quelques degrés de sous-refroidissement interdit à la poche vapeur de traverser la mèche pour atteindre la surface d'entrée de la mèche. La percolation de la vapeur est donc impossible sous ces conditions.

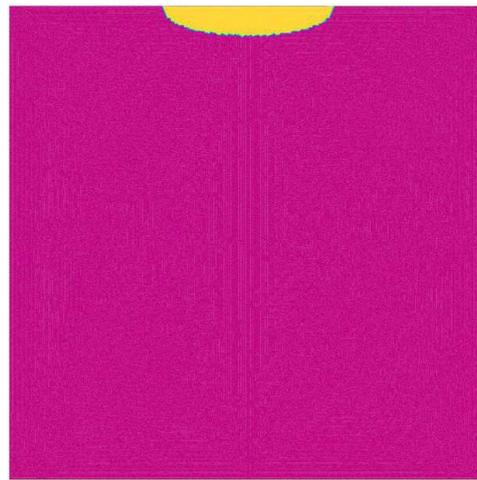
### 3.2.2.6 La poche vapeur pour les deux types d'évaporateurs

Nous allons maintenant nous intéresser à l'influence de la position des cannelures sur les dimensions de la poche de vapeur dans la mèche. La figure 3.17 permet de comparer la forme de cette poche pour les deux types de configuration d'évaporateur présentés sur la figure 3.4.

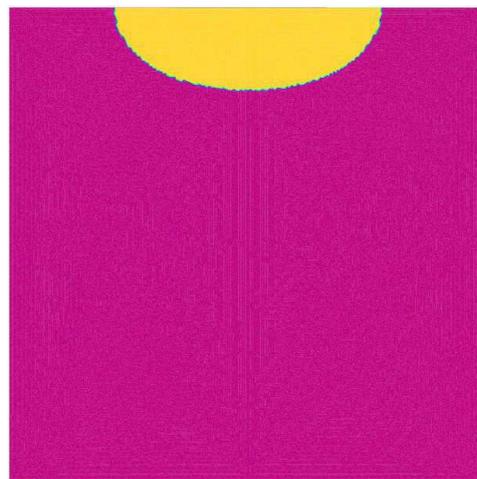
La figure 3.17 montre l'allure, en régime stationnaire, de la poche vapeur dans une mèche soumise à une charge thermique de  $10 \text{ W cm}^{-2}$ , lorsque les cannelures sont gravées dans le bâti (a) ou bien lorsqu'elles sont gravées dans la mèche (b).

Comme l'avait déjà constaté T. Coquard [15], on observe que la profondeur de la poche de vapeur est plus importante dans la première configuration que dans la deuxième : des cannelures gravées dans la mèche éloignent le risque de désamorçage, qui est une des limites de fonctionnement des BFDPT.

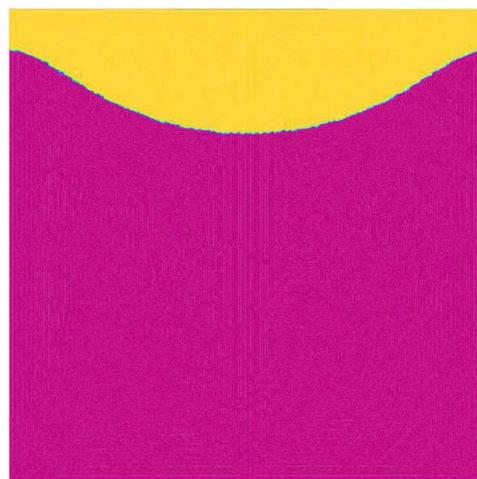
Sans aller plus loin dans l'étude de l'impact de la géométrie de l'évaporateur sur ses propres performances, ce résultat montre que la manière dont la charge thermique est appliquée au corps poreux a un impact important sur le comportement de l'évaporateur. Ce résultat vient confirmer la conclusion obtenue au paragraphe 3.2.1 où nous avons montré que le bâti



(a)  $5 \text{ W cm}^{-2}$



(b)  $7 \text{ W cm}^{-2}$



(c)  $10 \text{ W cm}^{-2}$

FIGURE 3.13: dimensions de la poche vapeur pour différentes densités de flux appliquées.

métallique a une influence sur la répartition du flux de chaleur sur la surface de la mèche et, par conséquent, sur le comportement thermique de fluide dans la mèche poreuse.

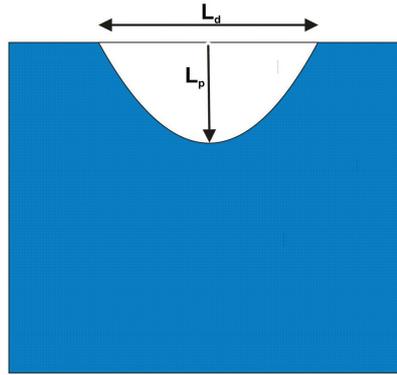


FIGURE 3.14: les deux dimensions caractéristiques de la poche vapeur.

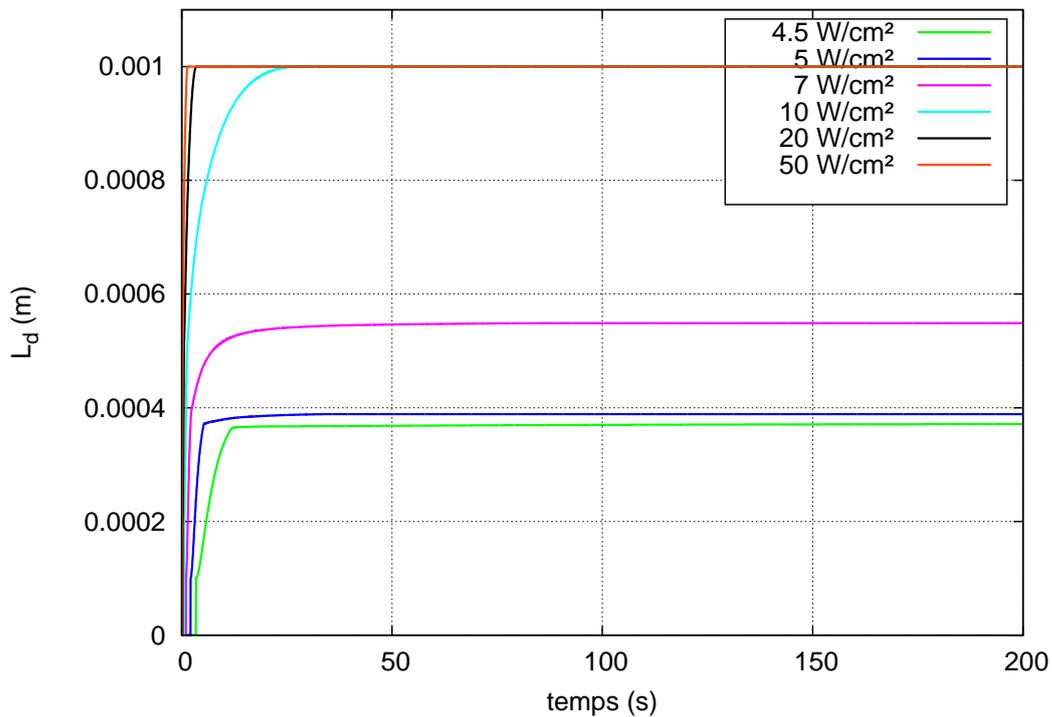


FIGURE 3.15: diamètre de la poche vapeur pour différentes densités de flux.

### 3.2.2.7 Influence de la porosité

La porosité est l'un des paramètres macroscopiques qui caractérise le milieu poreux dont l'influence est la plus importante. Elle intervient à la fois au niveau de la dynamique du fluide dans la mèche (la perméabilité qui intervient dans la loi de Darcy dépend directement de  $\epsilon$ ) et au niveau des transferts thermiques ( $\epsilon$  intervient dans  $\lambda_{\text{eff}}$ ).

La figure 3.18a montre la variation théorique de la perméabilité intrinsèque  $\kappa$  en fonction de  $\epsilon$  suivant le modèle de Kozeny-Carman, valable pour un lit de particules sphériques de diamètre  $d_p$

$$\kappa = \frac{d_p^2 \epsilon^3}{180 (1 - \epsilon)^2} \quad (3.33)$$

Le diamètre maximal des pores de la mèche de la CPLIP est de  $6,8 \mu\text{m}$  et la perméabilité mesurée est de  $6,53 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$  (cf. annexe B.2.3) ce qui est compatible avec les résultats présentés sur la figure 3.18a.

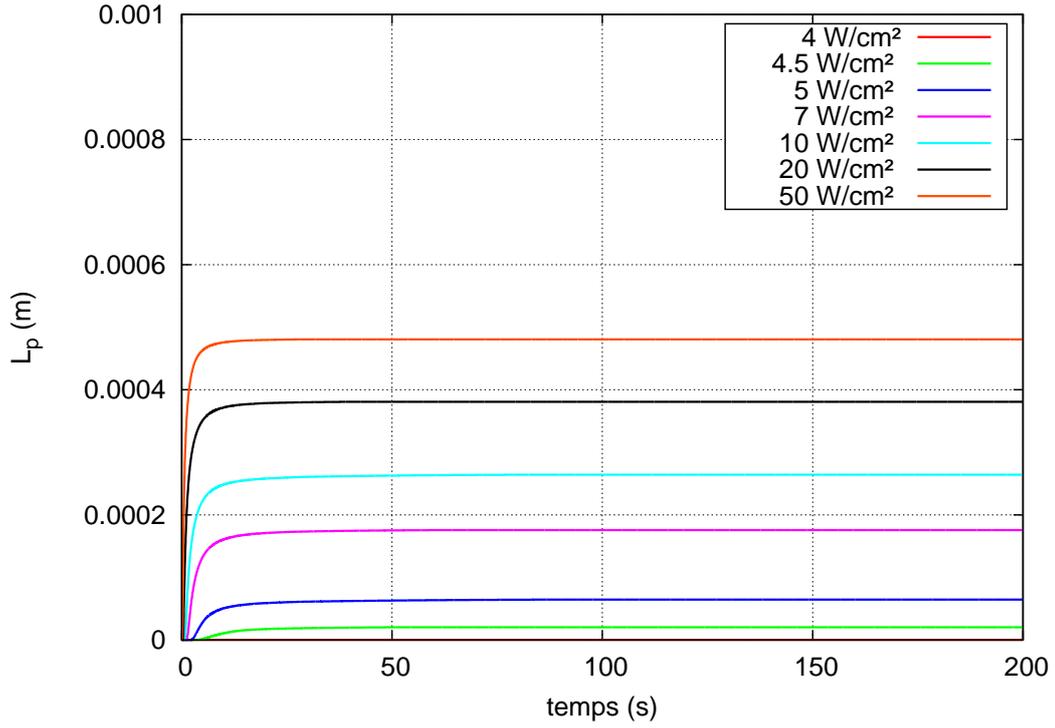
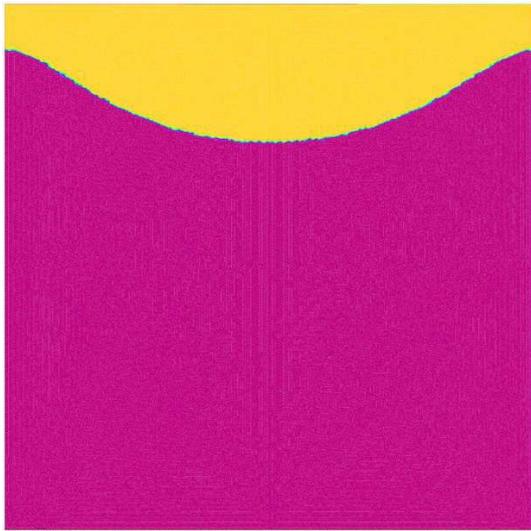
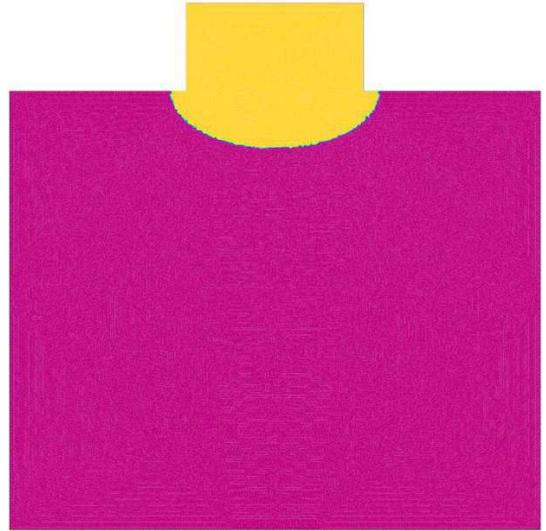


FIGURE 3.16: profondeur de la poche de vapeur pour différentes densités de flux.



(a) cannelures dans le bâti



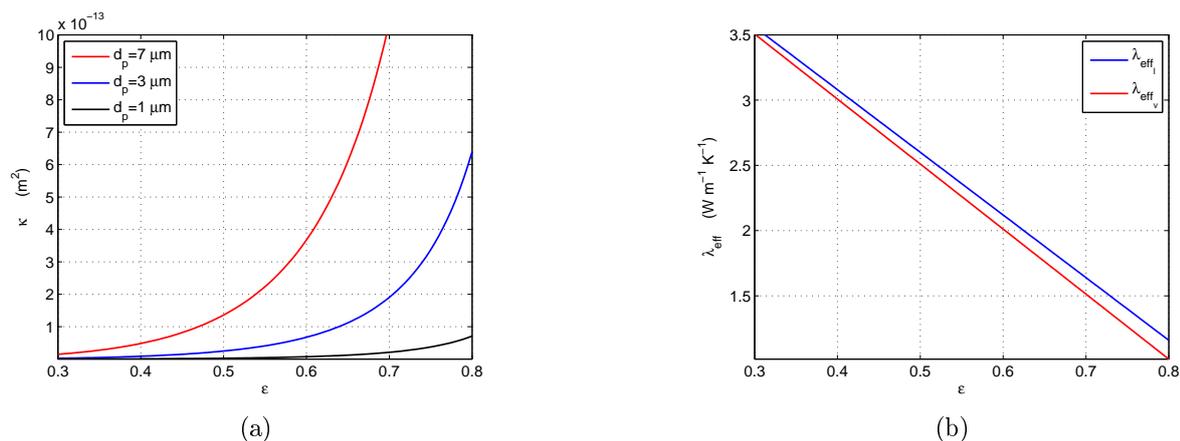
(b) cannelures dans la mèche

FIGURE 3.17: poche de vapeur suivant le type de configuration pour une densité de flux de  $10 \text{ W cm}^{-2}$ .

La figure 3.18b montre la variation théorique des conductivités thermiques effectives du corps poreux saturé respectivement de méthanol liquide et vapeur (suivant un modèle parallèle)

$$\begin{cases} \lambda_{\text{eff},l} = (1 - \epsilon) \lambda_s + \epsilon \lambda_l \\ \lambda_{\text{eff},v} = (1 - \epsilon) \lambda_s + \epsilon \lambda_v \end{cases}$$

avec les conductivités thermiques rappelées dans l'annexe E pour le méthanol ; la conductivité


 FIGURE 3.18: évolutions théoriques de  $\kappa$  et de  $\lambda_{\text{eff}}$  en fonction de  $\epsilon$ .

thermique de la structure solide de la mèche en nickel est  $\lambda_s = 5 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ . Pour une température de  $25^\circ\text{C}$ , l'écart d'un facteur 25 entre les conductivités thermiques du nickel poreux et du méthanol liquide et d'un facteur 250 avec la vapeur expliquent la faible différence qui existe entre  $\lambda_{\text{eff},l}$  et  $\lambda_{\text{eff},v}$  pour  $\epsilon$  donné. Pour une porosité de 73%, la conductivité thermique équivalente de la mèche saturée de vapeur ne diminue que de 7% par rapport à celle de la même mèche saturée en vapeur. La conductivité thermique effective est par contre très sensible à la porosité : elle diminue approximativement de 70% lorsque  $\epsilon$  passe de 0,3 à 0,8.

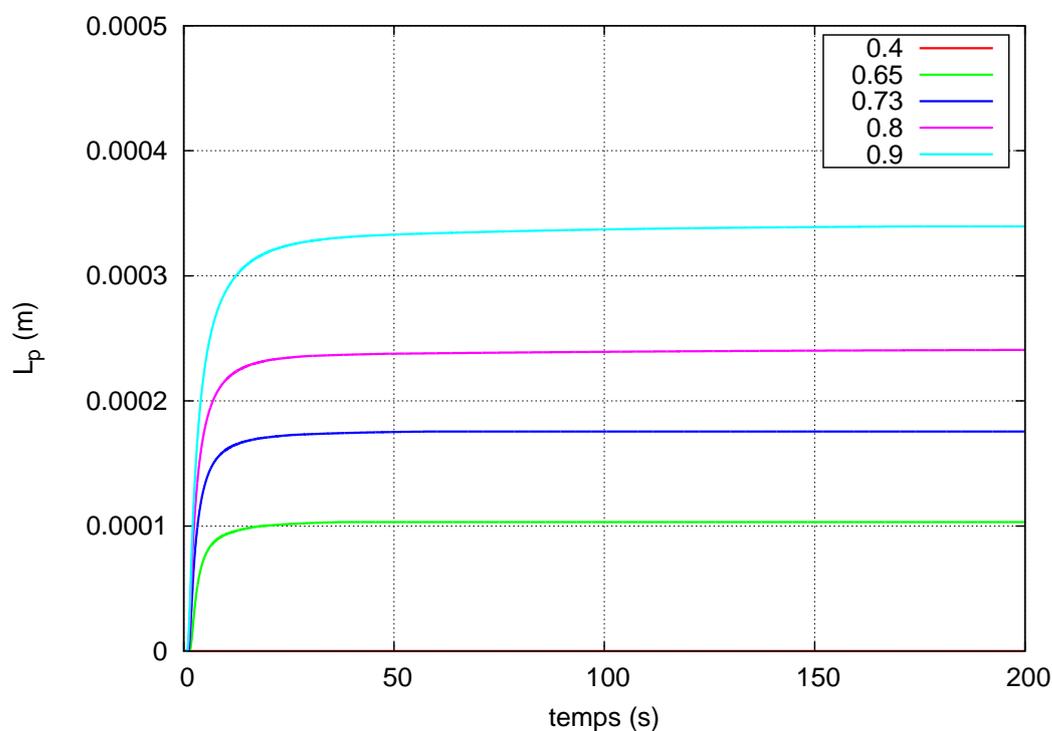


FIGURE 3.19: évolution de la profondeur de la poche vapeur pour différentes porosités.

Une augmentation de  $\epsilon$  favorise la progression du fluide dans la mèche tout en limitant la diffusion de la chaleur en son sein. Il reste que la perméabilité relative de chacune des

phases liquide et vapeur dépend de leurs taux respectifs d'occupation des pores. La figure 3.19 montre l'évolution de la profondeur de la poche vapeur stationnaire pour différentes porosités, toutes choses étant égales par ailleurs, pour une configuration dans laquelle les cannelures sont gravées dans le bâti. La densité de flux de chaleur appliquée est de  $7 \text{ W cm}^{-2}$ . On constate que la profondeur de la poche vapeur augmente avec la porosité de la mèche; il faut donc éviter d'utiliser des mèches de trop forte porosité pour éloigner le risque de désamorçage par percolation de la vapeur.

### 3.2.2.8 Influence de la pression dans les cannelures

La pression de vapeur dans les cannelures a un impact direct sur la température de saturation du fluide dans la mèche. Elle est imposée comme condition limite dans notre modèle.

Ce paragraphe met en évidence l'influence de la variation de cette pression sur la taille de la poche vapeur dans la mèche poreuse. La figure 3.20 montre cette poche pour deux pressions différentes dans les cannelures et une densité de flux de chaleur de  $10 \text{ W cm}^{-2}$  appliquée sur la partie extérieure du bâti métallique.

Nous constatons que l'augmentation de la pression dans les cannelures réduit la taille de la poche vapeur.

Ce résultat est cohérent : une augmentation de la pression de la vapeur contenue dans les cannelures se répercute dans la mèche et provoque une augmentation de la température de saturation, ce qui provoque un rapprochement de l'interface de vaporisation des pannes chauffantes.

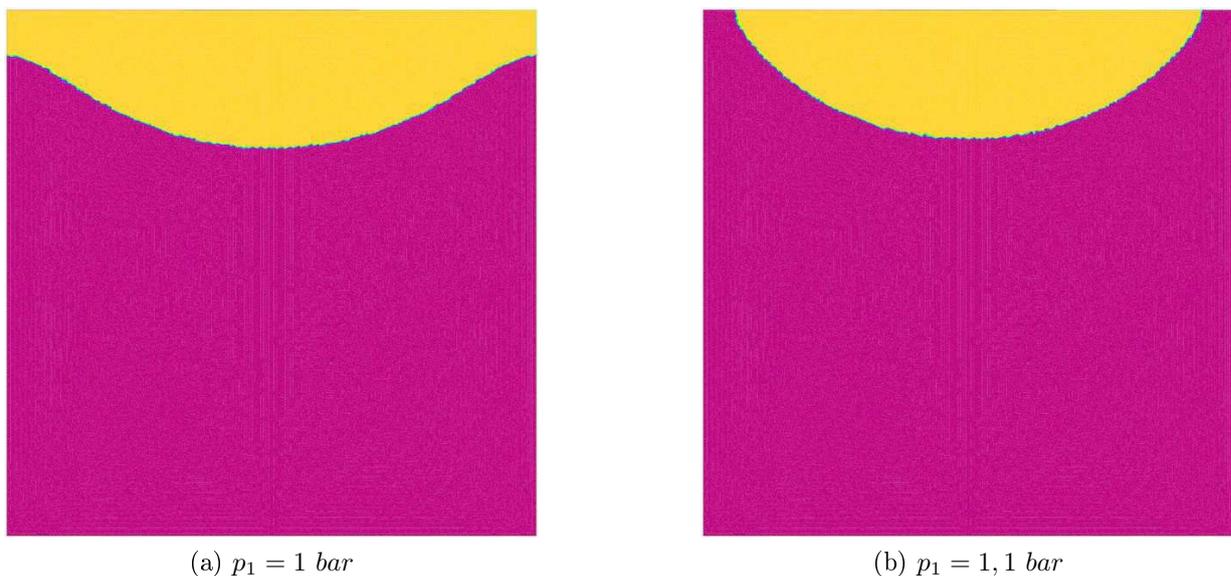


FIGURE 3.20: influence de la pression dans les cannelures sur la croissance de la poche vapeur.

La figure 3.21 présente le profil de la température pour deux pressions différentes dans les cannelures. L'augmentation de la pression dans les cannelures provoque une augmentation de température du fluide dans la mèche ainsi que dans le bâti métallique.

### 3.2.2.9 Influence du sous-refroidissement

Nous étudions dans ce paragraphe l'influence du sous-refroidissement du liquide qui entre dans la mèche sur la dynamique de la poche vapeur. La figure 3.22 montre que plus le

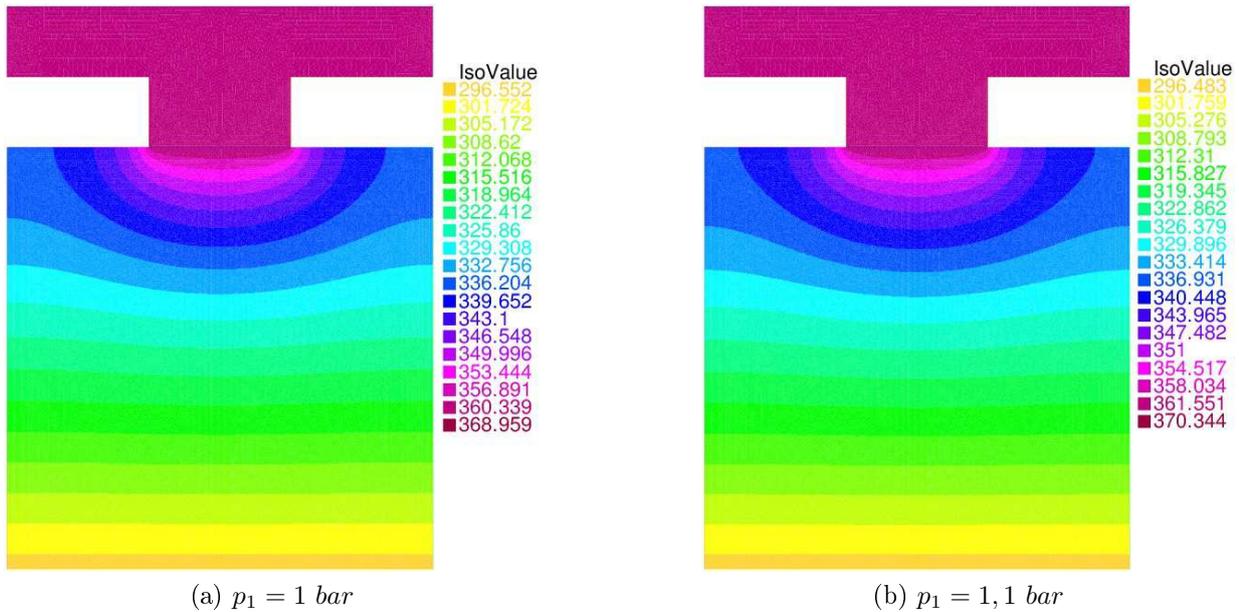


FIGURE 3.21: influence de la pression dans les cannelures sur le profil de la température.

sous-refroidissement est faible, plus la poche vapeur s'enfonce dans la mèche. La boucle est d'autant plus protégée d'un risque de désamorçage par assèchement de la mèche que le sous-refroidissement du liquide à l'entrée est grand. Mais la partie du flux appliqué sur le bâti perdu par conduction dans la mèche et à travers cette mèche (flux parasite) augmente avec le sous-refroidissement (cf. §3.2.5.4).

Il faut néanmoins que le liquide pénètre dans la mèche en étant sous-refroidi pour protéger la boucle diphasique d'un risque de désamorçage.

### 3.2.3 Champ de vitesse

Nous allons maintenant nous intéresser aux champs des vitesses du liquide et de la vapeur dans la mèche poreuse.

Les résultats présentés correspondent au régime stationnaire pour une charge appliquée de  $10 \text{ W cm}^{-2}$ .

La figure 3.23 montre le champ de vitesse du liquide dans la mèche. Cette vitesse est uniforme à l'entrée de la mèche. Le comportement du liquide se modifie au cours de sa progression dans le cœur de la mèche et il converge de plus en plus vers l'interface liquide-vapeur au fur et à mesure qu'il s'en approche pour alimenter la surface de vaporisation. Les vitesses les plus importantes sont au voisinage de cette interface où la quasi totalité du liquide se dirige vers la partie la plus chaude de l'interface de vaporisation.

Le champ de vitesse de la phase vapeur dans la mèche poreuse est représenté, en régime stabilisé, sur la figure 3.24. La vitesse de la vapeur est généralement beaucoup plus importante que celle du liquide (le rapport des valeurs extrêmes des vitesses du liquide et de la vapeur est supérieur à 3000). Cette grande différence est due au rapport élevé de leurs masses volumiques respectives, supérieur à 700, et ensuite au rapport entre la surface de sortie de la poche vapeur dans les cannelures et la section beaucoup plus importante offerte au passage du liquide dans la mèche.

Les débits massiques du liquide et de la vapeur par unité de longueur des surfaces d'entrée de liquide et de sortie de la vapeur de la mèche poreuse sont respectivement données par les

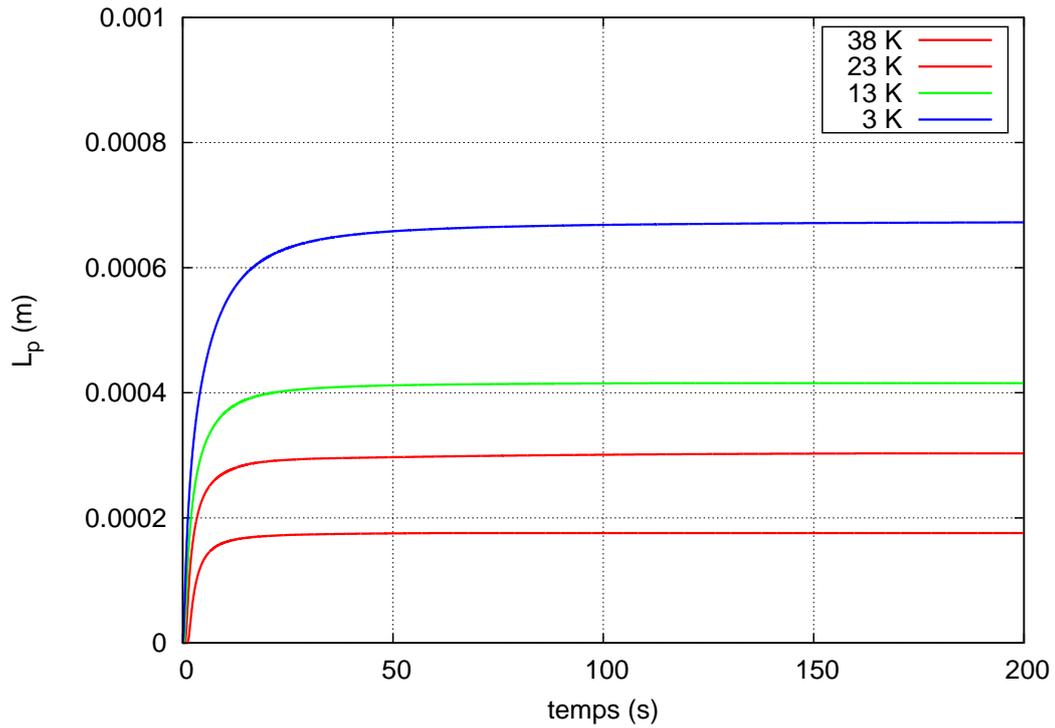


FIGURE 3.22: évolution de la profondeur de la poche vapeur pour différents sous-refroidissements du liquide à l'entrée de la mèche.

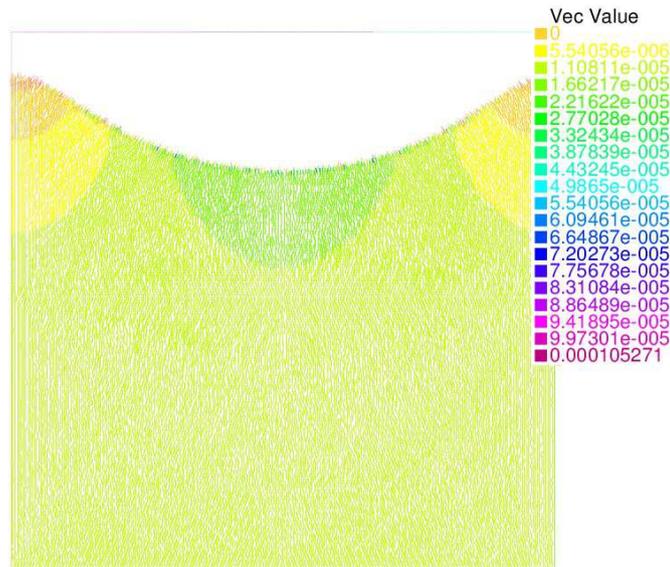


FIGURE 3.23: champ de vitesse du liquide dans la mèche (en  $m s^{-1}$ ) pour une densité de  $10 W cm^{-2}$ .

équations suivantes

$$\dot{m}_v = \int_{EC, HF} \rho_v V_{vy} dx \quad (3.34)$$

$$\dot{m}_{\ell, E} = \int_{AB} \rho_l V_{ly} dx \quad (3.35)$$

L'évolution de ces débits massiques, en réponse à différents créneaux de puissance appliqués

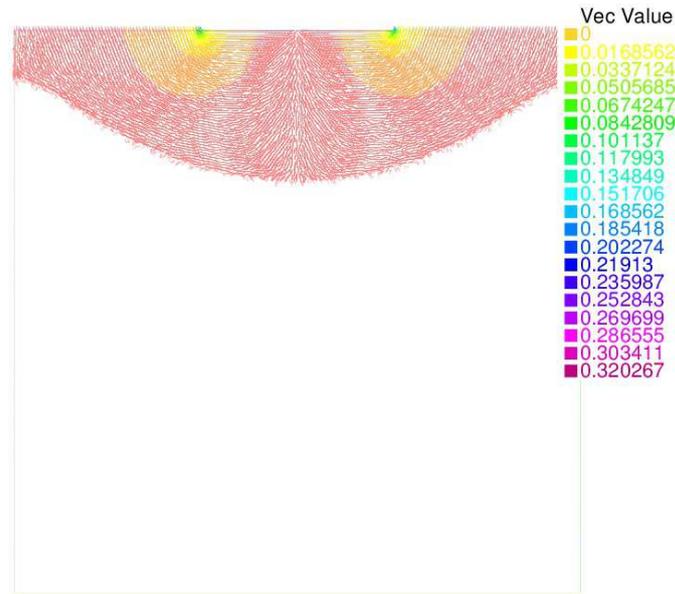


FIGURE 3.24: vitesse de la phase vapeur dans la mèche (en  $m s^{-1}$ ) pour une densité de  $10 W cm^{-2}$ .

au cours du temps, est représenté sur la figure 3.25. Au début, la densité de flux appliquée est de  $4 W cm^{-2}$ . Comme on peut le voir sur cette figure, elle n'est pas suffisante pour amener le liquide à la température de saturation puis pour assurer sa vaporisation ; la totalité du flux thermique est perdu par conduction à travers la mèche et vient réchauffer le liquide en contact avec la surface d'entrée de la mèche. En d'autres termes, la charge thermique alimente principalement le flux parasite.

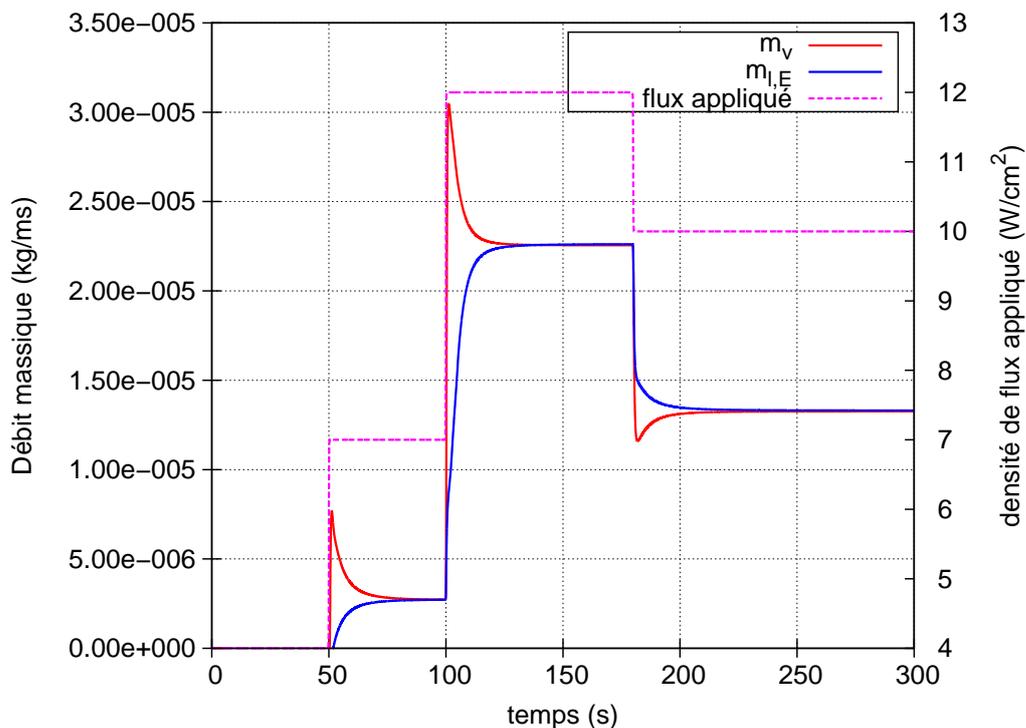


FIGURE 3.25: réponse des débits massiques liquide et vapeur à un créneau de puissance.

Le démarrage de la vaporisation et l'augmentation du créneau de puissance sont marqués par un "overshoot" du débit massique de vapeur. L'aire comprise entre les courbes représentatives des débits vapeur et liquide correspond à l'évolution de la dimension de la poche de vapeur ; en effet, la masse  $m$  de fluide confiné dans la mèche est

$$m = m_\ell + m_v = \rho_\ell \Omega_\ell + \rho_v \Omega_v$$

Le taux de variation de la quantité de fluide dans la mèche est donc

$$\frac{dm}{dt} = -(\rho_\ell - \rho_v) \frac{d\Omega_v}{dt}$$

Etant donné que

$$\frac{dm}{dt} = \dot{m}_{\ell,E} - \dot{m}_v$$

le volume de la poche vapeur vérifie

$$\Omega_v = \frac{1}{\rho_\ell - \rho_v} \left( \int \dot{m}_v dt - \int \dot{m}_{\ell,E} dt \right) \quad (3.36)$$

L'égalité des débits massiques de liquide et de vapeur marque la stabilité de la dimension de la poche vapeur.

Le pic de débit massique de vapeur suit très rapidement l'augmentation de la puissance appliquée. Le fluide étant aux conditions de saturation au niveau de l'interface de vaporisation, cette dernière réagit très rapidement à toute modification des contraintes appliquées. La réaction du liquide est plus lente et l'augmentation de son débit est monotone (sans overshoot).

La réduction de la densité de flux appliqué provoque une diminution rapide du débit de vaporisation qui entraîne un "undershoot" du débit massique de vapeur correspondant à la phase de déplacement de l'interface de vaporisation. Le débit massique liquide diminue de façon monotone sans undershoot. L'aire entre ces deux courbes de débit correspond à la diminution de la dimension de la poche vapeur.

### 3.2.4 Profil de température

La figure 3.26 décrit le profil de température dans le bâti métallique et la mèche poreuse pour une densité de flux de  $7 \text{ W cm}^{-2}$  et pour une température de surface d'entrée de la mèche  $T_0$  de  $300 \text{ K}$ .

La température maximale du système est celle de la surface extérieure du bâti métallique. A cause de l'importance de la conductivité de nickel, le champ de température dans le bâti métallique est quasiment uniforme. Pour la densité appliquée, le bâti atteint une surchauffe de  $15 \text{ K}$  par rapport à la température de saturation.

Le profil de température dans la mèche est symétrique par rapport au centre de la panne chauffante, ce qui est en accord avec les conditions limites appliquées. En raison de la conductivité thermique élevée de la mèche en nickel fritté, une partie importante de la chaleur appliquée est transférée par conduction. Il apparait clairement que le point le plus chaud est sous la panne chauffante, au niveau du contact avec le bâti. Le gradient de température augmente plus rapidement dans la partie supérieure où la mèche est saturée en vapeur que dans

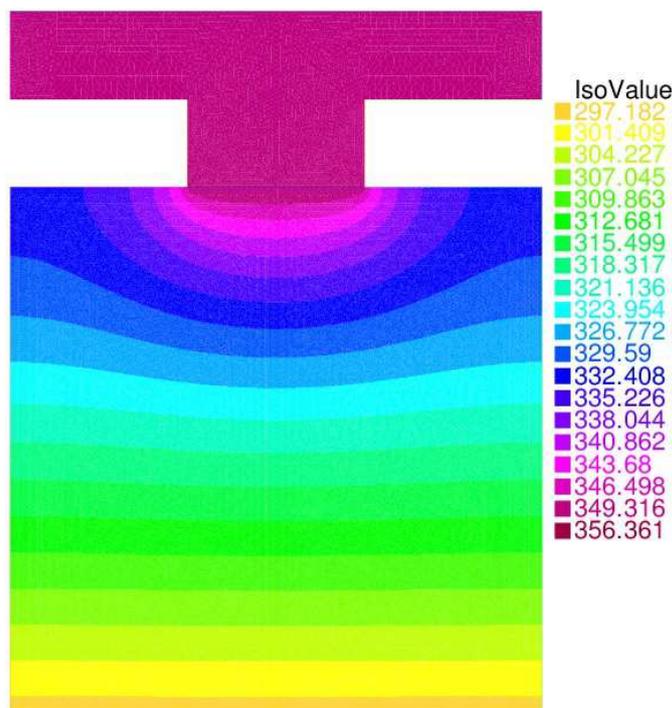


FIGURE 3.26: profil de température pour une densité de flux de  $7 \text{ W cm}^{-2}$ .

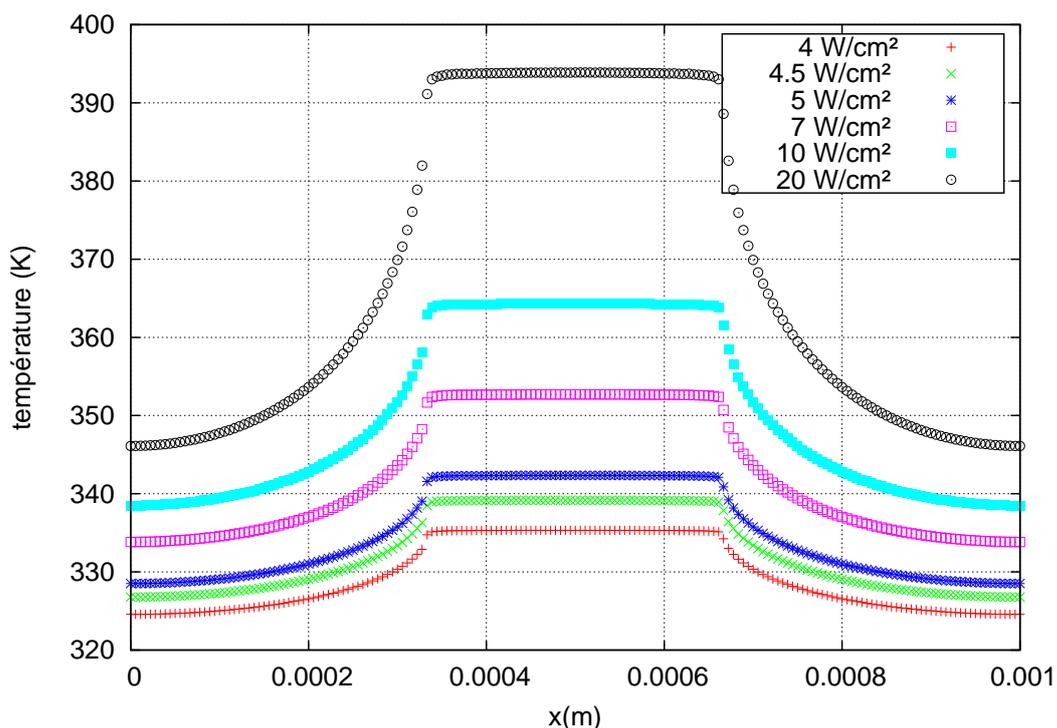


FIGURE 3.27: température à la surface supérieure de la mèche pour différentes densités de flux.

la partie inférieure où elle est saturé en liquide (ce qui est dû à la différence de conductivité thermiques du liquide et de la vapeur).

La figure 3.27 présente l'évolution spatiale de la température de la partie supérieure de la culasse dans la direction  $x$  pour des densités de flux variant entre  $4 \text{ W cm}^{-2}$  et  $20 \text{ W cm}^{-2}$ .

Lorsque le flux thermique imposé croît, la température augmente.

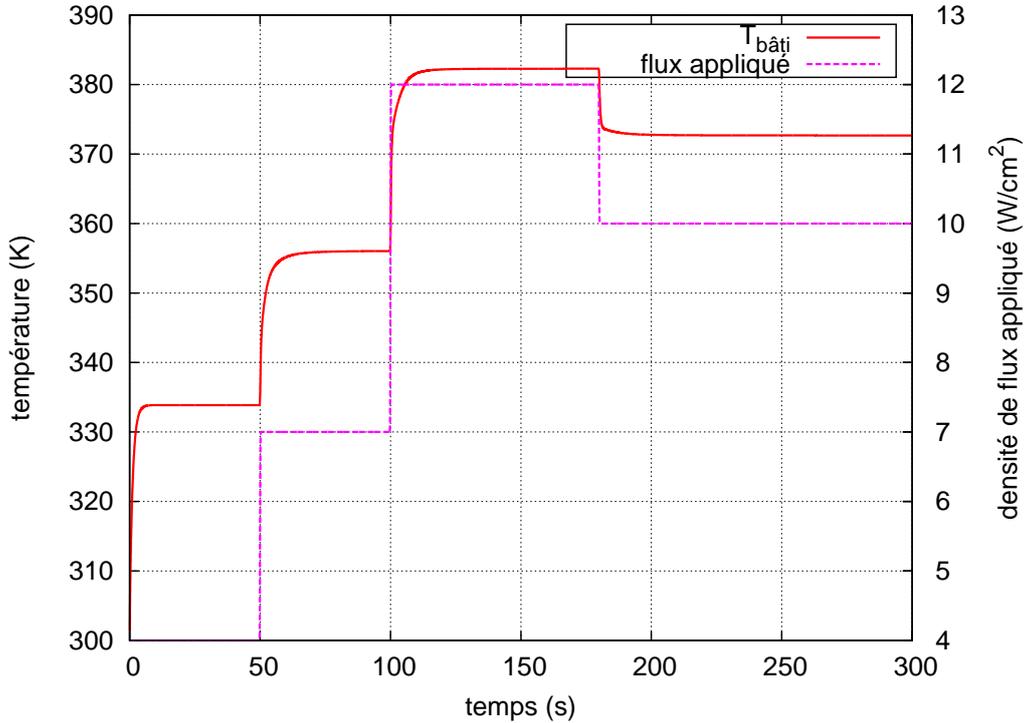


FIGURE 3.28: évolution de la température moyenne de la surface supérieure de la mèche.

La réponse de la température moyenne de la partie supérieure de la mèche à une variation de la densité de flux est donnée par la figure 3.28, qui permet de constater que l'évaporateur répond rapidement à toute augmentation ou diminution brutale de la puissance thermique appliquée.

### 3.2.5 Flux parasite

La mèche doit découpler au mieux la culasse chaude de l'évaporateur du liquide en provenance du réservoir. La charge thermique appliquée à l'évaporateur remplit plusieurs fonctions : une faible partie réchauffe la vapeur contenue dans les cannelures, une partie sert à vaporiser le liquide, une autre est mobilisée pour réchauffer jusqu'à la température de saturation le liquide qui se déplace dans la mèche, la partie complémentaire parvenant à traverser la mèche pour réchauffer le liquide qui, provenant du réservoir, se présente pour alimenter la mèche (flux parasite  $\phi_p$ ).

Le flux de chaleur appliqué sur la mèche vérifie (voir figure 3.29)

$$\phi = \phi_* + \phi_{sens} + \phi_p$$

où  $\phi_*$  est le flux vaporisé,  $\phi_{sens}$  le flux de chaleur sensible qui réchauffe le liquide jusqu'à la température de saturation et  $\phi_p$  le flux parasite, calculé de la manière suivante

$$\phi_p = \int_{AB} \lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial y} dx \quad (3.37)$$

Le flux parasite dépend de plusieurs paramètres : intensité de la charge thermique, porosité, perméabilité, conductivité thermique, géométrie de la mèche et répartition des phases liquide

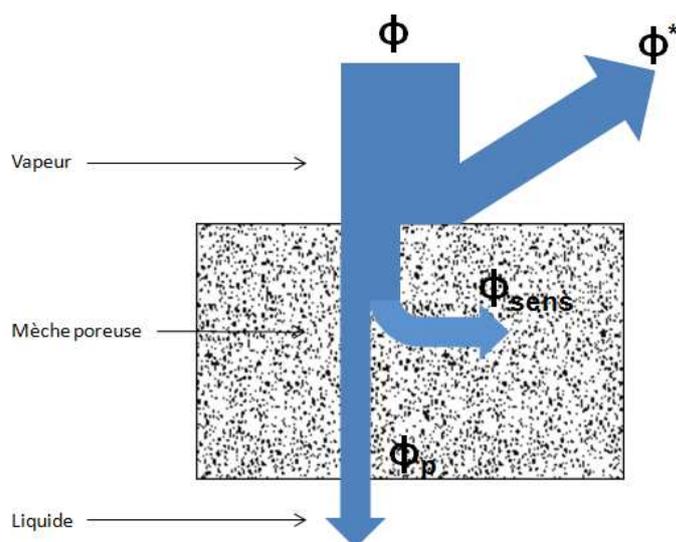


FIGURE 3.29: le flux de chaleur dans l'évaporateur.

et vapeur dans cette mèche. Dans la suite, pour se rapprocher de valeurs réalistes de ce flux, les dimensions réelles de l'évaporateur de la CPLIP seront prises en compte (cf. annexe B.2.3) :  $X_w = 1,8 \text{ mm}$ ,  $Y_w = 8 \text{ mm}$ ,  $Y_{E_c} = 1,6 \text{ mm}$ ,  $X_{can} = 0,6 \text{ mm}$ ,  $Y_{can} = 0,6 \text{ mm}$  (voir figure 3.2). La pression et la température du liquide à l'entrée de la mèche sont  $p_0 = 1,77 \text{ bar}$ ,  $T_0 = 348,15 \text{ K}$  alors que la pression de vapeur à la sortie de la mèche est  $p_1 = 1,79 \text{ bar}$ . Les valeurs initiales de la température et de la pression du liquide dans la mèche sont  $T = T_0$  et  $p_l = p_0$ .

La figure 3.30 donne la valeur de la densité de flux correspondante à la charge thermique appliquée sur les deux faces de la culasse de l'évaporateur (chacune ayant une surface de  $192 \text{ cm}^2$ ). On fera l'hypothèse que ce flux est appliquée de façon uniforme sur l'évaporateur.

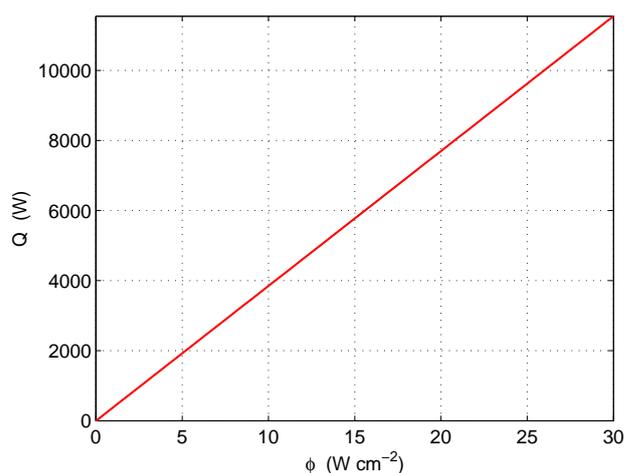


FIGURE 3.30: charge thermique en fonction de la densité de flux appliquée sur la culasse de l'évaporateur de la CPLIP.

### 3.2.5.1 Influence de la puissance thermique appliquée sur le flux parasite

La figure 3.31 montre l'évolution du flux parasite en fonction du temps pour différentes valeurs de la charge thermique. Pour une puissance de  $200 \text{ W}$ , le flux parasite est très

important :  $\frac{\phi_p}{\phi} = 0,225$ . A cette puissance, plus de 20% du flux appliqué est perdue par conduction à travers la mèche poreuse. Comme on peut le constater sur cette figure, le flux parasite diminue en proportion lorsque la charge thermique augmente : il n'est plus que de l'ordre de 2% à 2 kW.

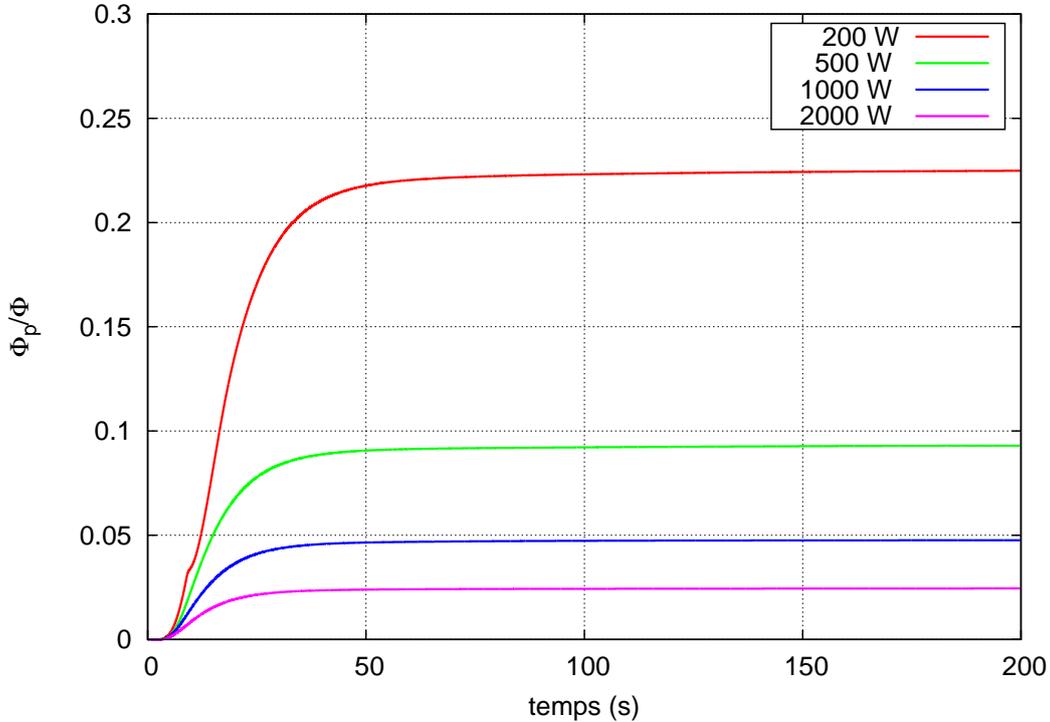


FIGURE 3.31: évolution du flux parasite en fonction du temps pour différentes densités de flux thermique,  $\lambda_s = 5 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ,  $T_0 = 348,15 \text{ K}$ .

### 3.2.5.2 Influence de la conductivité thermique sur le flux parasite

La conductivité thermique d'une mèche saturée de fluide dépend de plusieurs facteurs : sa composition chimique (métal ou plastique), sa conception (une porosité forte diminue la conductivité globale), sa géométrie et la nature du fluide qui la sature.

Les mèches en plastique (polyéthylène, polypropylène, téflon) sont celles qui offrent les plus faibles conductivités thermiques. Les mèches en métal frittés (nickel, aluminium, acier inoxydable, titane, nickel-cuivre) possèdent de fortes conductivités donnant une valeur qui peut être importante au flux parasite.

La figure 3.32 présente l'évolution du flux parasite pour différentes conductivités thermiques de la matrice poreuse. On constate que ce flux parasite augmente logiquement avec la conductivité thermique de la structure solide de la mèche.

Une valeur élevée de  $\lambda_s$  draine une part importante de la charge thermique par conduction à travers la mèche, donnant une valeur élevée au flux parasite. Au contraire, une faible valeur de  $\lambda_s$  limite la diffusion de la chaleur et bloque la plus grande partie de la charge thermique dans la partie haute de la mèche, ce qui provoque la création d'une grande poche de vapeur : la plus grande partie du flux imposé vaporise le liquide, ce qui limite très fortement l'amplitude du flux parasite.

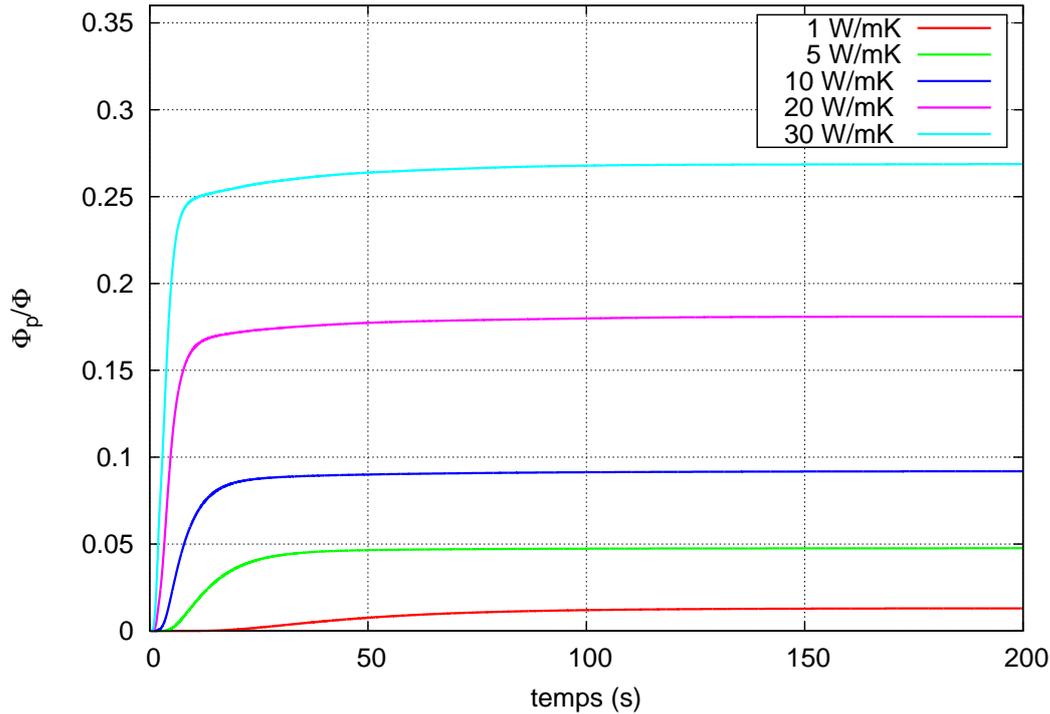


FIGURE 3.32: évolution du flux parasite pour différentes conductivités thermiques de la matrice poreuse,  $\varphi = 5 \text{ W cm}^{-2}$ ,  $T_0 = 348,15 \text{ K}$ .

### 3.2.5.3 Influence de la porosité sur le flux parasite

La figure 3.33 montre l'influence de la porosité sur le flux parasite. Une augmentation de la porosité accroît la quantité de fluide contenu dans la mèche, fluide dont la conductivité thermique liquide ou vapeur est plus faible que celle de la structure de la mèche en nickel utilisée ici, ce qui diminue la conductivité thermique effective. Une augmentation de la porosité diminue donc l'amplitude du flux parasite et améliore grandement le rendement de l'évaporateur.

Les mèches en plastique, faiblement conductrices de la chaleur, ont une faible porosité, ce qui limite la capacité de transfert thermique. Les mèches en métal frittés offrent beaucoup plus de latitude et permettent d'avoir des pores de faibles dimensions, ce qui est un avantage pour le pompage capillaire, tout en offrant une forte porosité.

### 3.2.5.4 Influence du sous-refroidissement sur le flux parasite

Le sous-refroidissement du liquide en entrée ayant une influence sur la croissance de la poche vapeur comme on l'a montré au §3.2.2.9, il influence nécessairement le flux parasite. La figure 3.34 montre l'évolution de ce flux parasite pour différentes valeurs du sous-refroidissement du liquide à l'entrée de la mèche. On constate que l'amplitude de ce flux augmente avec le sous-refroidissement d'une façon qui peut être significative puisqu'une baisse de la température à l'entrée de  $25 \text{ }^\circ\text{C}$  fait passer  $\phi_p$  de 1% à 20% de la charge thermique.

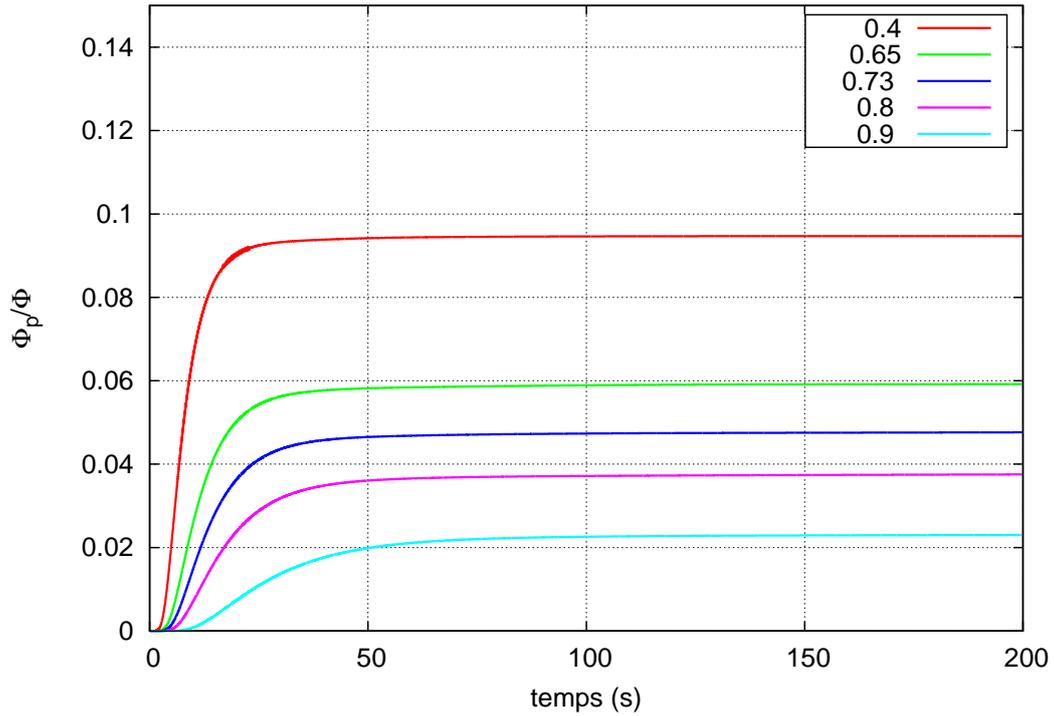


FIGURE 3.33: évolution du flux parasite en fonction du temps pour différentes porosités de la matrice poreuse,  $\varphi = 5 \text{ W cm}^{-2}$ ,  $T_0 = 348,15 \text{ K}$ .

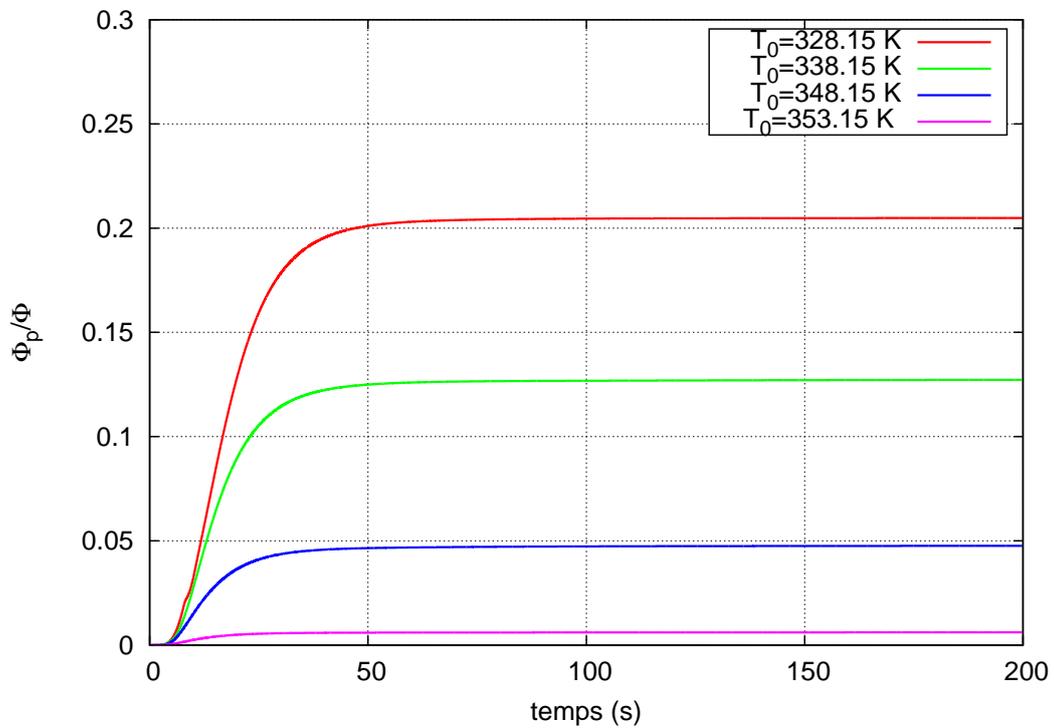


FIGURE 3.34: évolution du flux parasite en fonction du temps pour différentes valeurs du sous-refroidissement du liquide en entrée.

### 3.3 Validation du modèle

Dans ce paragraphe, les résultats fournis par notre modèle vont être comparés à certains des résultats numériques et expérimentaux obtenus par Typhaine Coquard [15].

#### 3.3.1 Résultats expérimentaux

T. Coquard a développé, dans une approche de type réseau de pores, un modèle mixte stationnaire combinant les équations de transport macroscopiques de matière et de chaleur ainsi que les effets capillaires. Son modèle permet de décrire le transfert de masse et de chaleur dans un élément d'un évaporateur capillaire plan.

Le dispositif expérimental qu'elle a mis en place (voir figure 3.35) vise à représenter une section d'évaporateur dans une configuration 2D voisine de celle étudiée numériquement. L'évaporateur capillaire est placé dans un système ouvert. La mèche poreuse est constituée de billes métalliques en acier de 1 mm de diamètre disposées aléatoirement sur une fine plaque en laiton de 2 mm d'épaisseur. Un couvercle en plexiglas transparent est posé sur le milieu poreux. La figure 3.36 est une photo de cet évaporateur.

L'évaporateur est connecté à un réservoir pour assurer l'alimentation de la mèche en fluide. L'ensemble est placé dans une enceinte climatique pour contrôler la température. Une caméra est utilisée pour visualiser la formation de la vapeur à l'intérieur de la structure poreuse.

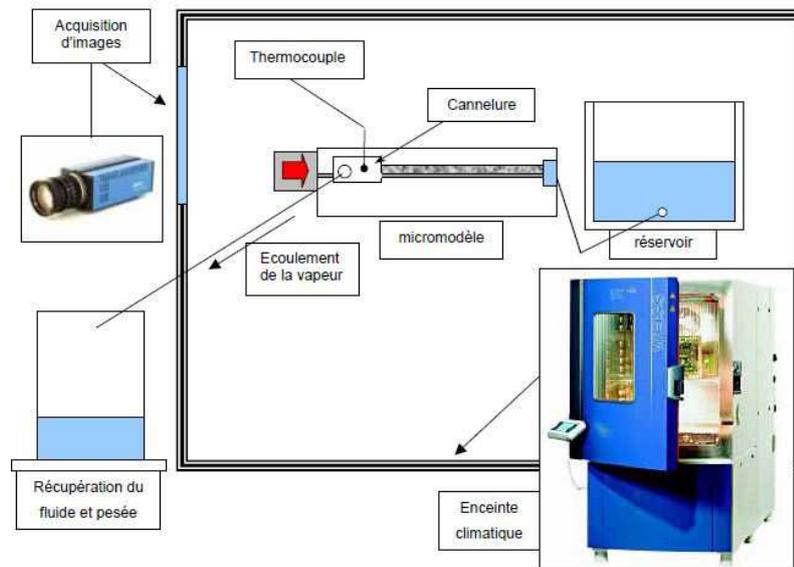


FIGURE 3.35: schéma du dispositif expérimental réalisé par T. Coquard [15].

Les dimensions des différents éléments constitutifs de cet évaporateur sont :

- longueur de l'ailette  $X_p = 10 \text{ cm}$  ;
- épaisseur de l'ailette  $Y_a = 3 \text{ cm}$  ;
- épaisseur de la mèche  $Y_p = 5 \text{ cm}$  ;
- longueur de la cannelure  $X_c = 2 \text{ cm}$  ;
- épaisseur de la cannelure  $Y_c = 1,5 \text{ cm}$ .

Les propriétés de la mèche sont :

- masse volumique  $\rho_s = 7\,650 \text{ kg m}^{-3}$  ;
- capacité calorifique massique  $c_{p_s} = 470 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  ;

- perméabilité  $\kappa = 9,7 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2$  ;
- porosité  $\epsilon = 0,52$  ;
- conductivité thermique  $\lambda_s = 80 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ .

Le fluide de travail utilisé est le Fluorinert, dont les propriétés sont :

- Phase liquide :
  - ★ masse volumique  $\rho_\ell = 1670 \text{ kg m}^{-3}$  ;
  - ★ capacité calorifique massique  $c_{p\ell} = 1045 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
  - ★ conductivité thermique  $\lambda_\ell = 0,057 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  ;
  - ★ viscosité dynamique  $\mu_\ell = 7 \cdot 10^{-4} \text{ Pa s}$  ;
- Phase vapeur :
  - ★ masse volumique  $\rho_v = 15 \text{ kg m}^{-3}$  ;
  - ★ capacité calorifique massique  $c_{pv} = 600 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  ;
  - ★ conductivité thermique  $\lambda_v = 0,0095 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$  ;
  - ★ viscosité dynamique  $\mu_v = 2 \cdot 10^{-5} \text{ Pa s}$ .

Le bâti métallique est en laiton ; ses propriétés sont :

- masse volumique  $\rho_s = 8450 \text{ kg m}^{-3}$  ;
- capacité calorifique massique  $c_{ps} = 377 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  ;
- conductivité thermique  $\lambda_s = 110 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ .

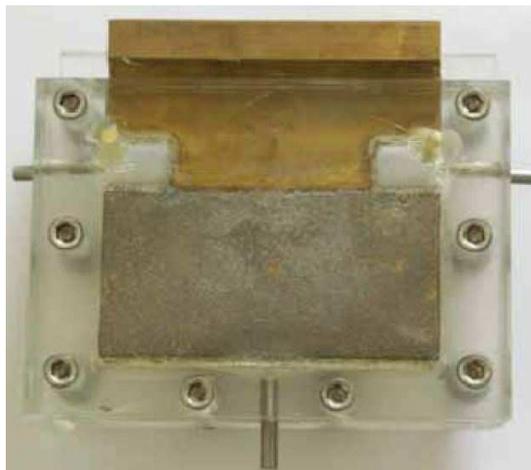


FIGURE 3.36: évaporateur capillaire plan 2D réalisé par T. Coquard [15].

Un flux de chaleur de  $2 \text{ W}$  est appliqué sur la surface extérieure du bâti métallique (ce qui correspond à une densité de puissance de  $6700 \text{ W m}^{-2}$ ). La figure 3.37 montre le résultat de cette expérience pour l'un des deux modèles de mèche testé. Une poche de vapeur naît et croît jusqu'à atteindre la surface inférieure de la mèche, ce qui provoque le désamorçage de l'évaporateur.

Pour valider son modèle, Coquard a réalisé des simulations numériques basées sur le micro-modèle utilisé pour ses expériences. Les dimensions de la mèche modélisée sont identiques à celles de son dispositif expérimental (voir figure 3.38) :

Pour cette configuration, des simulations avec des distributions de pores différentes ont été réalisés. Le flux appliqué de  $2 \text{ W}$  correspond à une densité de  $6700 \text{ W m}^{-2}$ .

La figure 3.39 montre que les résultats fournis par les solutions numériques dépendent directement de la distribution des pores prise en compte. T. Coquard ne fournit malheureusement

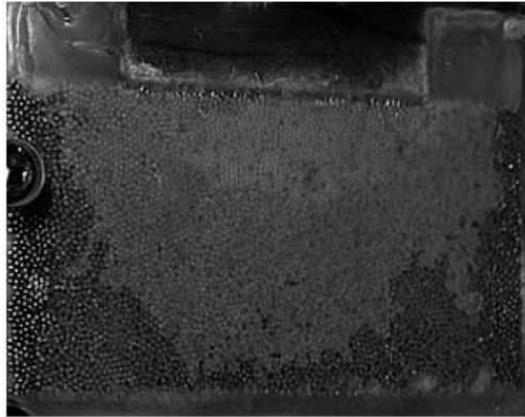


FIGURE 3.37: photo de la poche vapeur [15].

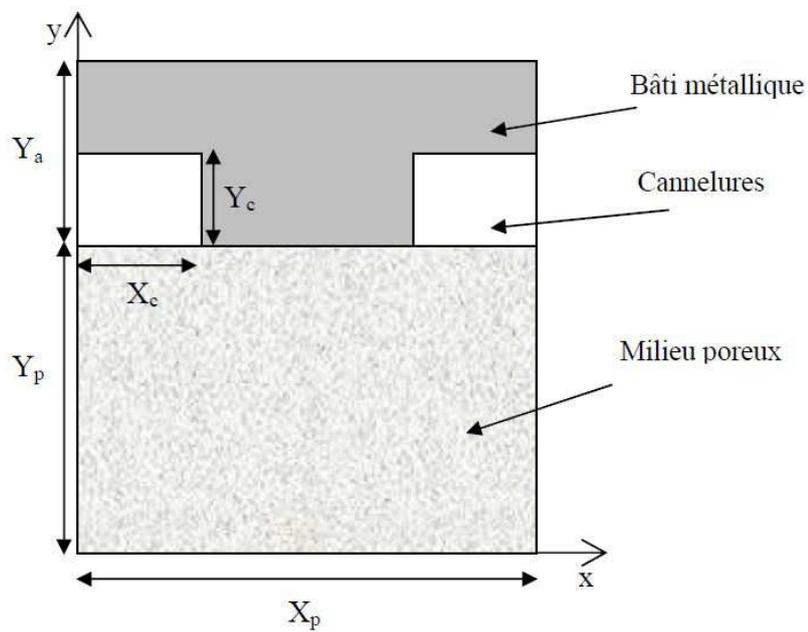


FIGURE 3.38: les dimensions de la mèche modélisée [15].

pas d'indications sur la nature des distributions de pores et sur les tailles de liaisons qui différencient les 13 scénarios différents qu'elle a pris en compte.

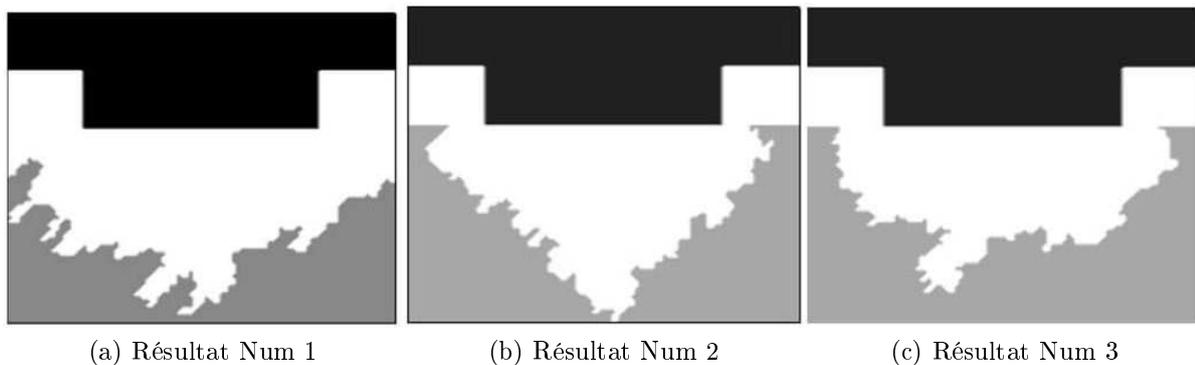


FIGURE 3.39: résultats des simulations numériques pour différentes distributions de pores, T. Coquard [15].

### 3.3.2 Comparaison avec les résultats de notre modèle

Dans ce paragraphe, nous allons tenter de comparer les résultats de notre modèle avec les résultats expérimentaux et numériques obtenus par T. Coquard. Les dimensions de la mèche ainsi que les propriétés des matériaux et du fluide de travail utilisés par T. Coquard ont été introduits dans notre modèle. Par contre, notre milieu poreux est constitué d'une distribution de pores uniforme.

Le but de cette comparaison est de vérifier l'existence d'une poche vapeur dans la mèche poreuse, dont la forme est compatible avec celle obtenue par T. Coquard.

La figure 3.40 représente la poche de vapeur calculée par notre modèle. On constate que cette poche vapeur existe et qu'elle envahie 43% du volume de la mèche. Le résultat obtenu est qualitativement proche de celui obtenu par Coquard dans le scénario conduisant à la poche représentée sur la figure 3.39c. Encore une fois, le manque de données concernant ces différents scénarios ne permet pas d'aller plus loin dans l'analyse des comparaisons. L'interface liquide-vapeur qui délimite la poche de vapeur calculée par notre modèle est beaucoup plus régulière que celle obtenue par Coquard, ce qui résulte de l'uniformité de la distribution des pores de la mèche que nous avons pris en compte, plus simpliste que celle modélisée par T. Coquard.

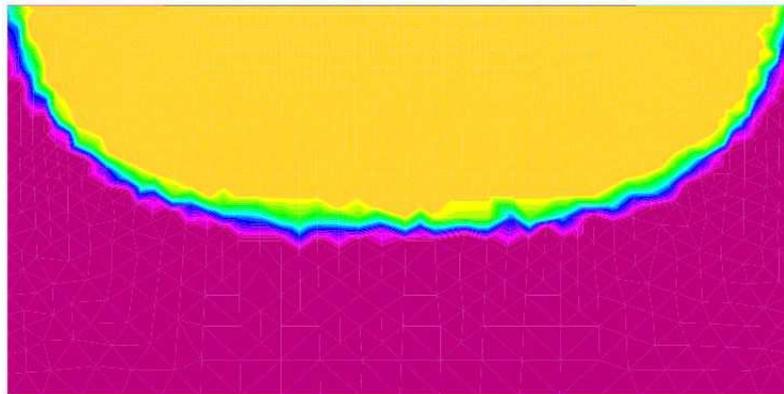


FIGURE 3.40: poche de vapeur calculée par notre modèle.

## 3.4 Conclusion

Les transferts de masse et de chaleur qui se développent dans la mèche poreuse sont décrits par un modèle mathématique 2D instationnaire. Ce modèle permet de simuler l'écoulement des deux phases séparées du liquide et de la vapeur ; le changement de phase qui se produit au sein de la mèche est décrit par le modèle de Langmuir. Le coefficient d'accommodation qui intervient dans cette équation est déterminé à partir d'une comparaison avec des résultats obtenus lors d'une précédente campagne expérimentale. Néanmoins, les conditions aux limites appliquées à la surface supérieure de la mèche décrivent mal les choses lorsque la charge thermique appliquée est faible et qu'une grande partie de cette surface est occupée par du liquide. Les choix retenus sont par contre justifiés pour les fortes charges thermiques et lorsque l'interface de vaporisation s'enfonce dans la mèche.

Après application de la charge thermique, les simulations numériques montrent l'installation d'une poche vapeur qui progresse en fonction de temps jusqu'à ce qu'elle atteigne une taille d'équilibre.

Les principaux résultats que ce modèle permet de faire ressortir sont les suivants :

- la taille de la poche vapeur augmente avec la puissance appliquée ;
- les cannelures gravées dans la mèche reculent le risque de désamorçage par rapport aux cannelures gravées dans la culasse de l'évaporateur ;
- les mèches à faible porosité permettent de limiter le risque de désamorçage par percolation de la vapeur ;
- le sous-refroidissement du liquide élimine le risque de génération de vapeur à l'entrée de la mèche ;
- le rendement de l'évaporateur augmente avec la puissance thermique ;
- les mèches isolantes limitent le flux parasite ;
- les mèches à faible porosité favorisent la perte de flux thermique à travers la mèche (flux parasite) ;
- les sous-refroidissements importants à l'entrée de l'évaporateur augmentent l'amplitude du flux parasite.

# Chapitre 4

## Modèle global instationnaire d'une boucle de type CPL

Ce chapitre présente un modèle global instationnaire de boucle diphasique à pompage capillaire de type CPLIP. Comme on l'a vu au cours de l'étude bibliographique (cf. §2.2), pour tous les modèles globaux présentés dans la littérature, le modèle de l'évaporateur est très simple : la mèche poreuse est saturée en liquide et le phénomène de changement de phase est traité de manière simpliste. Ce chapitre présente les modèles des éléments qui constituent la boucle, le modèle d'évaporateur étant celui présenté au chapitre précédant, pour obtenir un modèle global sans l'hypothèse forte d'une mèche toujours saturée de liquide.

### 4.1 Description du démonstrateur EHP de la CPLIP

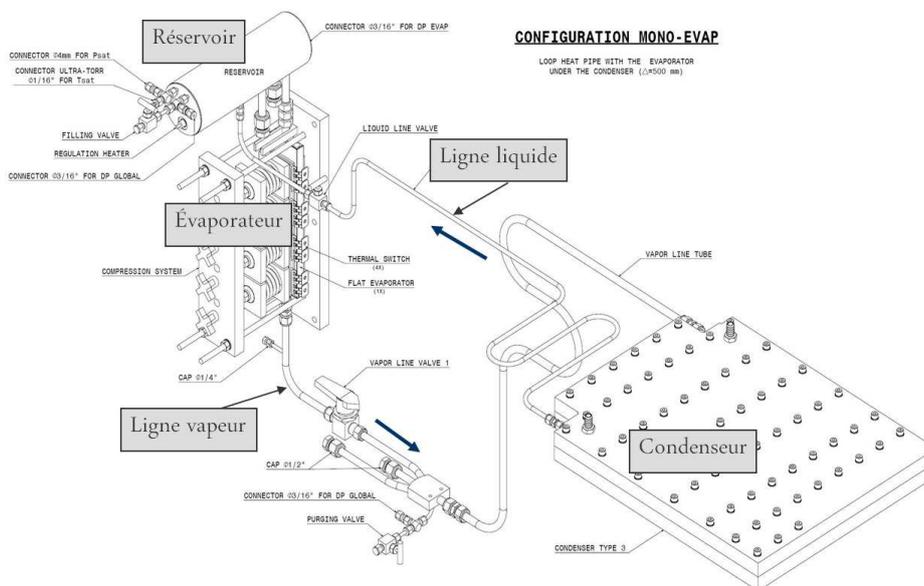


FIGURE 4.1: schéma du démonstrateur initial de la CPLIP, Lossouarn [7]

Commençons par présenter de manière un peu plus précise la CPLIP (Capillary Pumped Loop for Integrate Power), boucle développée par EHP pour Alstom Transport. Il s'agit d'une CPL classique au sens où elle est constituée des trois éléments principaux habituels : évaporateur, condenseur et réservoir. Son architecture est par contre conçue pour tirer au

mieux partie de la gravité, ce qui a conduit en particulier à une nouvelle conception du réservoir et de la nature de son lien avec l’évaporateur.

Le figure 4.1 montre la constitution de la première version de la CPLIP, construite en janvier 2006. C’est le dispositif expérimental de la boucle dont la figure B.1 (annexe B) est une représentation synoptique. Les premiers essais réalisés ont confirmé que cette technologie possédait un fort potentiel pour assurer le refroidissement des composants d’électronique de puissance dans le champ gravitaire.

La figure 4.2 montre une photo de ce démonstrateur (CPLIP 1.0). L’évaporateur capillaire plan peut être chauffé sur ses deux faces. Le condenseur est coaxial à contre courant, le refroidissement étant assuré par une circulation d’eau froide glycolée.

Un deuxième dispositif, dédié aux applications industrielles, a été construit et testé sur le site d’Alstom Transport à Tarbes. Ce dispositif ne se différenciait de la CPLIP 1.0 qu’au niveau du condenseur, refroidi cette fois par convection de l’air forcée.



FIGURE 4.2: dispositif expérimental de la CPLIP testé en février 2006, Lossouarn [7]

## 4.2 Modèle de la phase de démarrage

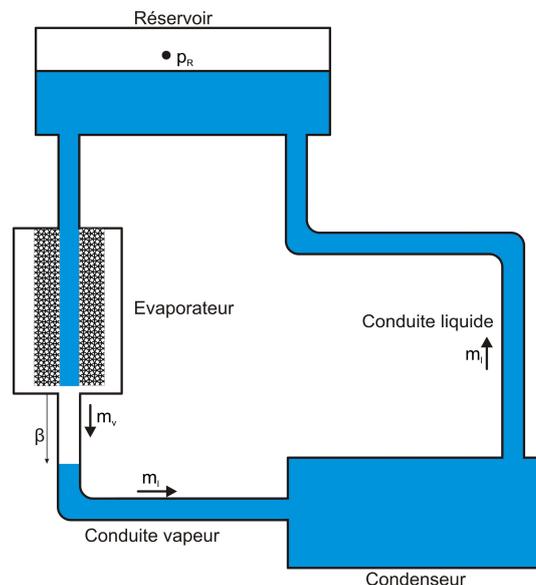


FIGURE 4.3: démarrage de la CPL : phase de progression du piston de vapeur.

Avant de fonctionner, la boucle est saturée de liquide, à l'exception du réservoir qui contient toujours le fluide de travail sous ses deux phases. Une fois le réservoir de contrôle à la température de consigne, le démarrage de la CPLIP doit s'effectuer "naturellement", à la suite de l'application sur la culasse de l'évaporateur de la charge thermique provenant de l'électronique de puissance que l'on veut refroidir.

L'arrivée de cette charge thermique chauffe le liquide contenu dans l'évaporateur jusqu'à la température de nucléation, qui correspond au début de la croissance brutale de la vapeur dans les cannelures (la vaporisation prélève de l'énergie, qui peut être stockée en quantité importante dans la culasse métallique de l'évaporateur pour atteindre la surchauffe au déclenchement ; cette culasse est par ailleurs toujours soumise à la charge thermique). Cette vapeur en pleine croissance s'appuie sur les ménisques de l'interface liquide-vapeur à la surface de la mèche ; dans la conduite vapeur, un "piston" de vapeur repousse le liquide jusqu'à l'entrée du condenseur (voir figure 4.3).

Cette phase initiale du fonctionnement d'une BFDPT est critique : la pression de la vapeur doit être suffisante pour repousser le liquide contenu dans les cannelures et dans la conduite de vapeur jusqu'au condenseur ; elle ne doit pas être trop importante pour éviter le désamorçage de l'évaporateur.

En ce qui concerne la CPLIP, la conception du réservoir et la nature du lien vertical qu'il a avec l'évaporateur renforcent la résistance de la CPLIP au désamorçage : les éventuelles bulles de vapeur qui peuvent traverser la mèche remontent vers le réservoir en circulant à contre-courant dans du liquide froid.

Le temps nécessaire au démarrage, qui englobe le déclenchement de l'ébullition puis le temps mis par le piston de vapeur pour repousser le liquide dans la conduite vapeur jusqu'à l'entrée du condenseur dépend de l'état initial du liquide dans l'évaporateur, de l'amplitude de la charge thermique et des propriétés intrinsèques de l'évaporateur.

### 4.2.1 Dynamique du piston de vapeur dans la conduite vapeur

Nous ne nous attacherons pas pour l'instant à décrire la phase de vidange du liquide dans les cannelures : nous nous intéressons ici à la phase qui débute lorsque la vapeur pénètre dans la conduite vapeur et repousse le liquide dans le condenseur.

Pendant toute la phase d'existence de ce piston de vapeur, de la vapeur pénètre dans la conduite et du liquide en sort. On suppose que l'interface liquide-vapeur est une section droite circulaire franche, d'abscisse curviligne  $\beta$ . La différence de hauteur entre la sortie et l'entrée de cette conduite dans le champ gravitaire est  $\Delta H_v$ .

On suppose le vecteur normé  $\vec{e}_s$  orienté dans le sens habituel du mouvement du fluide (de l'évaporateur vers le condenseur). Les conduites respectives de vapeur et de liquide sont séparées par une conduite horizontale qui contient le condenseur.

Tant que le piston vapeur est dans la conduite vapeur, cette dernière contient à la fois du liquide et de la vapeur.

#### 4.2.1.1 Bilan de quantité de matière

##### • Partie vapeur

Si l'origine de l'abscisse curviligne  $\beta$  est fixée à l'entrée de la conduite vapeur :  $0 \leq \beta \leq L_V$ ,  $L_V$  étant la longueur de la conduite vapeur

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_{V_v}} \rho_v d\omega = \oint_{\Sigma_v} \rho_v \vec{v}_v \cdot \vec{n}_{v,e} ds$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial t} \int_0^\beta \rho_v A_V ds = \int_{A_V(0)} \rho_v \vec{v}_v \cdot \vec{n}_{v,e} ds + \int_{A_V(\beta)} \rho_v \vec{v}_v \cdot \vec{n}_{v,e} ds$$

La vapeur étant supposée incompressible et sachant que  $\vec{v}_v(0) = \vec{v}_v$ ,  $\vec{v}_v(\beta) = 0$

$$\rho_v A_V \frac{\partial \beta}{\partial t} = \int_{A_V(0)} \rho_v \vec{v}_v \cdot \vec{n}_{v,e} ds = \rho_v \vec{v}_v \cdot \vec{n}_{v,e} A_V = \dot{m}_v$$

où  $\dot{m}_v$  est le débit massique algébrique de la vapeur. On en déduit

$$\frac{\partial \beta}{\partial t} = v_v$$

où

$$v_v = \vec{v}_v \cdot \vec{n}_{v,e}$$

est la valeur algébrique de la vitesse débitante de la vapeur,  $\vec{n}_{v,e}$  étant la normale entrante de la section droite  $A_V$  : la vapeur étant incompressible, l'interface liquide-vapeur se déplace à la même vitesse que la vapeur.

### • Partie liquide

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_{V\ell}} \rho_\ell d\omega &= \oint_{\Sigma_\ell} \rho_\ell \vec{v}_\ell \cdot \vec{n}_{\ell,e} ds \\ \Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial t} \int_\beta^{L_V} \rho_\ell A_V ds &= \int_{A_V(\beta)} \rho_\ell \vec{v}_\ell \cdot \vec{n}_{\ell,e} ds + \int_{A_V(L_V)} \rho_\ell \vec{v}_\ell \cdot \vec{n}_{\ell,e} ds \end{aligned}$$

Sachant que  $\vec{v}_\ell(\beta) = 0$ ,  $\vec{v}_\ell(L_V) = \vec{v}_\ell$

$$\rho_\ell A_V \frac{\partial}{\partial t} (L_V - \beta) = \int_{A_C(L_V)} \rho_\ell \vec{v}_\ell \cdot \vec{n}_{\ell,e} ds = \rho_\ell v_\ell \vec{e}_s \cdot (-\vec{e}_s) A_V = \dot{m}_\ell$$

où  $\dot{m}_\ell$  est le débit massique de liquide et  $v_\ell$  la valeur algébrique de la vitesse débitante du liquide suivant l'abscisse curviligne. On en déduit

$$-\rho_\ell \frac{\partial \beta}{\partial t} A_V = -\rho_\ell v_\ell A_V$$

$$\Rightarrow -\rho_\ell v_v A_V = -\rho_\ell v_\ell A_V$$

$$\Rightarrow v_v = v_\ell = v_V \quad (4.1)$$

où  $v_V$  est la vitesse débitante du fluide dans la conduite de vapeur, liquide ou vapeur. Le liquide est poussé à travers la conduite de vapeur à une vitesse égale à la vitesse du front de vapeur sortant de l'évaporateur.

Les deux phases du fluide étant incompressibles, il y a conservation des débits volumiques. Le débit massique de liquide est décrit par

$$\dot{m}_\ell = \frac{\rho_\ell}{\rho_v} \dot{m}_v \quad (4.2)$$

Le débit massique de liquide est donc important pendant la phase de démarrage, ce qui explique les fortes pertes de charge visqueuses qu'il génère. Cette phase, critique pour la boucle, dure tant que la vapeur n'a pas atteint le condenseur. Les fortes pertes de charges peuvent parfois dépasser la pression capillaire maximale fournie dans la mèche poreuse et provoquer le décrochage de la boucle.

## 4.2.1.2 Bilan de quantité de mouvement

## Partie vapeur

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_{V_v}} \rho_v \vec{v}_v d\omega = \oint_{\Sigma_{V_v}} (\rho_v \vec{v}_v) \vec{v}_v \cdot \vec{n}_{v,e} ds + \int_{\Omega_{V_v}} \rho_v \vec{g} d\omega + \oint_{\Sigma_{V_v}} \vec{\sigma} \vec{n}_{v,s} ds$$

où  $\vec{\sigma} = -p\vec{\delta} - \vec{\tau}$  est le tenseur des contraintes et  $\vec{\tau}$  le tenseur des contraintes visqueuses ; sachant que  $\vec{v}_v = v_v \vec{e}_s$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_{V_v}} \rho_v v_v \vec{e}_s d\omega = \oint_{\Sigma_{V_v}} (\rho_v v_v \vec{e}_s) \vec{v}_v \vec{e}_s \cdot \vec{n}_{v,e} ds + \int_{\Omega_{V_v}} \rho_v \vec{g} d\omega - \oint_{\Sigma_{V_v}} p_v \vec{\delta} \vec{n}_{v,s} ds - \underbrace{\oint_{\Sigma_{V_v}} \vec{\tau} \vec{n}_{v,s} ds}_{\text{signe}(v_v) \Delta p_{ch_{V_v}} A_C}$$

$$\Leftrightarrow \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_{V_v}} \rho_v v_v \vec{e}_s d\omega = \int_{A_C(0)} \rho_v v_v \vec{v}_v \vec{e}_s ds - \int_{A_C(\beta)} \rho_v v_v \vec{v}_v \vec{e}_s ds + \int_{\Omega_{V_v}} \rho_v \vec{g} d\omega - \int_{A_C(0)} p_v (-\vec{e}_s) ds - \int_{A_C(\beta)} p_v \vec{e}_s ds - \text{signe}(v_v) \Delta p_{ch_{V_v}} A_C \vec{e}_s$$

En effectuant un produit scalaire avec  $\vec{e}_s$  et sachant que  $\vec{v}_v(0) = v_v$  et  $\vec{v}_v(\beta) = 0$  (lieu où le piston de vapeur pousse le liquide)

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_{V_v}} \rho_v v_v d\omega = \int_{A_V(0)} \rho_v v_v^2 ds + \int_0^\beta \rho_v \vec{g} \cdot \vec{e}_s A_C dl + \int_{A_V(0)} p_v ds - \int_{A_V(\beta)} p_v ds - \text{signe}(v_v) \Delta p_{ch_{V_v}} A_V$$

La masse volumique de la vapeur étant par hypothèse constante

$$\rho_v A_V \frac{\partial}{\partial t} (\beta v_v) = \rho_v v_v^2 A_V + \rho_v A_V \underbrace{\int_0^\beta \vec{g} \cdot \vec{e}_s dl}_{-g \Delta H_{V_v}} + p_v(0) A_V - p_v(\beta) A_V - \text{signe}(v_v) \Delta p_{ch_{V_v}} A_V$$

où  $g = |\vec{g}| > 0$ , d'où  $\vec{g} \cdot \vec{e}_s dl = -g \vec{e}_z \cdot \vec{e}_s dl$ , l'axe  $z$  étant dirigé vers la verticale ascendante ; si la vapeur descend le champ de gravité  $-\vec{e}_z \cdot \vec{e}_s > 0$  et

$$\int_0^\beta \vec{g} \cdot \vec{e}_s dl = -g \vec{e}_z \cdot \int_0^\beta \vec{e}_s dl = -g [H(\beta) - H(0)] = -g \Delta H_{V_v} > 0$$

$\Delta H_{V_v} = H(\beta) - H(0) < 0$  est la différence de hauteur entre le piston de vapeur et l'entrée de la conduite de vapeur, d'où

$$\rho_v v_v \frac{\partial \beta}{\partial t} + \rho_v \beta \frac{\partial v_v}{\partial t} = \rho_v v_v^2 - \rho_v g \Delta H_{V_v} + [p_v(0) - p_v(\beta)] - \text{signe}(v_v) \Delta p_{ch_{V_v}}$$

Sachant que  $v_v = \frac{\partial \beta}{\partial t}$ , il vient

$$\rho_v v_v^2 + \rho_v \beta \frac{\partial v_v}{\partial t} = \rho_v v_v^2 - \rho_v g \Delta H_{V_v} + [p_v(0) - p_v(\beta)] - \text{signe}(v_v) \Delta p_{ch_{V_v}}$$

d'où

$$\rho_v \beta \frac{\partial v_v}{\partial t} = p_v(0) - p_v(\beta) - \rho_v g \Delta H_{V_v} - \text{signe}(v_v) \Delta p_{ch_{V_v}}$$

et, d'après (4.1)

$$\frac{\partial v_v}{\partial t} = \frac{p_v(0) - p_v(\beta)}{\rho_v \beta} - g \frac{\Delta H_{V_v}}{\beta} - \text{signe}(v_v) \frac{\Delta p_{ch_{V_v}}}{\rho_v \beta}$$

Finalement on obtient l'expression de la pression à l'entrée de l'évaporateur

$$p_v(0) = p_v(\beta) + \rho_v \beta \frac{\partial v_v}{\partial t} + \text{signe}(v_v) \Delta p_{ch_{V_v}} + \rho_v g \Delta H_{V_v} \quad (4.3)$$

### Partie liquide

En suivant la même démarche pour la partie vapeur, on obtient

$$p_\ell(\beta) = p_\ell(L_V) + \rho_\ell (L_V - \beta) \frac{\partial v_\ell}{\partial t} + \text{signe}(v_\ell) \Delta p_{ch_{V_\ell}} + \rho_\ell g \Delta H_{V_\ell} \quad (4.4)$$

avec  $\Delta H_{V_\ell} = H(L_V) - H(\beta) < 0$  lorsque le liquide contenu dans la conduite vapeur descend dans le champ de gravité.

D'après (4.1)

$$p_\ell(\beta) = p_\ell(L_V) + \rho_\ell (L_V - \beta) \frac{\partial v_v}{\partial t} + \text{signe}(v_v) \Delta p_{ch_{V_\ell}} + \rho_\ell g \Delta H_{V_\ell} \quad (4.5)$$

### Dynamique de l'interface liquide-vapeur dans la conduite vapeur

La courbure de l'interface liquide-vapeur du piston de vapeur étant négligeable,  $p_v(\beta) = p_\ell(\beta) = p(\beta)$ ; notons  $p_v(0) = p(0)$  et  $p_\ell(L_V) = p(L_V)$

Les équations (4.3) et (4.5) permettent d'écrire l'expression de la pression à l'entrée de la conduite vapeur en fonction de la pression en sortie de cette conduite

$$p(0) = p(L_V) + [\rho_v \beta + \rho_\ell (L_V - \beta)] \frac{\partial v_v}{\partial t} + \text{signe}(v_v) (\Delta p_{ch_{V_\ell}} + \Delta p_{ch_{V_v}}) + (\rho_\ell \Delta H_{V_\ell} + \rho_v \Delta H_{V_v}) g \quad (4.6)$$

### 4.2.2 Conduite horizontale contenant le condenseur

Tant que le piston de vapeur n'atteint pas l'entrée du condenseur, la conduite horizontale qui contient le condenseur ne contient que du liquide, dont la dynamique vérifie

$$p(L_V) = p(L_C) + \rho_\ell L_C \frac{\partial v_C}{\partial t} + \text{signe}(v_C) \Delta p_{ch_{C_\ell}} \quad (4.7)$$

où  $L_C$  est la longueur de la conduite contenant le condenseur, d'où l'expression de la pression à l'entrée de la conduite vapeur en fonction de la pression en sortie de la conduite horizontale

$$\begin{aligned} p(0) = & p(L_C) + \rho_\ell L_C \frac{\partial v_C}{\partial t} + \text{signe}(v_C) \Delta p_{ch_{C_\ell}} + [\rho_v \beta + \rho_\ell (L_V - \beta)] \frac{\partial v_v}{\partial t} \\ & + (\rho_v \Delta H_{V_v} + \rho_\ell \Delta H_{V_\ell}) g + \text{signe}(v_v) (\Delta p_{ch_{V_v}} + \Delta p_{ch_{V_\ell}}) \end{aligned}$$

Comme on l'a vu précédemment, dans la conduite vapeur, les vitesses du liquide et de la vapeur sont égales. Le liquide étant incompressible, son débit massique est conservé dans le condenseur comme dans la conduite liquide

$$\dot{m}_\ell = \underbrace{\rho_\ell v_V A_V}_{\text{conduite vapeur}} = \underbrace{\rho_\ell v_C A_C}_{\text{condenseur}} \quad \Rightarrow \quad v_C = \frac{A_V}{A_C} v_V \quad (4.8)$$

avec

$$\begin{aligned} \dot{m}_v = \rho_v v_V A_v &\quad \Rightarrow \quad v_V = \frac{\dot{m}_v}{\rho_v A_V} \\ \Rightarrow v_C = \frac{A_V}{A_C} v_V &= \frac{\dot{m}_v}{\rho_v A_C} \end{aligned}$$

Le liquide se dirige dans le même sens dans les différents éléments consécutifs de conduites, d'où  $\text{signe}(v_V) = \text{signe}(v_C) = \text{signe}(v_L) = \text{signe}(\dot{m}_v)$ , et

$$\begin{aligned} p(0) &= p(L_C) + \frac{\rho_\ell L_C}{\rho_v A_C} \frac{\partial \dot{m}_v}{\partial t} + [\rho_v \beta + \rho_\ell (L_V - \beta)] \frac{1}{\rho_v A_V} \frac{\partial \dot{m}_v}{\partial t} \\ &\quad + (\rho_v \Delta H_{V_v} + \rho_\ell \Delta H_{V_\ell}) g + \text{signe}(\dot{m}_v) \left( \Delta p_{ch_{V_v}} + \Delta p_{ch_{V_\ell}} + \Delta p_{ch_{C_\ell}} \right) \\ \Leftrightarrow p(0) &= p(L_C) + \frac{1}{\rho_v} \left\{ \frac{\rho_\ell L_C}{A_C} + \frac{1}{A_V} [\rho_v \beta + \rho_\ell (L_V - \beta)] \right\} \frac{\partial \dot{m}_v}{\partial t} \\ &\quad + (\rho_v \Delta H_{V_v} + \rho_\ell \Delta H_{V_\ell}) g + \text{signe}(\dot{m}_v) \left( \Delta p_{ch_{V_v}} + \Delta p_{ch_{V_\ell}} + \Delta p_{ch_{C_\ell}} \right) \end{aligned}$$

### 4.2.3 Conduite liquide

La conduite liquide relie la sortie du condenseur au réservoir. En fonction de la pression de référence  $p_R$  du réservoir, la pression à la sortie de l'évaporateur vérifie

$$\begin{aligned} p(0) &= p_R + \left[ \frac{\rho_\ell}{\rho_v} \left( \frac{L_L}{A_L} + \frac{L_C}{A_C} \right) + \frac{\rho_v \beta + \rho_\ell (L_V - \beta)}{\rho_v A_V} \right] \frac{\partial \dot{m}_v}{\partial t} + [\rho_v \Delta H_{V_v} + \rho_\ell (\Delta H_{V_\ell} + \Delta H_L)] g \\ &\quad + \text{signe}(\dot{m}_v) \left( \Delta p_{ch_{V_v}} + \Delta p_{ch_{V_\ell}} + \Delta p_{ch_{C_\ell}} + \Delta p_{ch_L} + \sum \Delta p_{ch,sing} \right) \end{aligned} \quad (4.9)$$

où  $\sum \Delta p_{ch,sing}$  est la somme des pertes de charge singulières entre la sortie de l'évaporateur et l'entrée du réservoir, et où les différences d'altitude  $\Delta H = H_{sortie} - H_{entrée}$  sont algébriques ; lorsque le condenseur et le réservoir sont respectivement placés au dessous et au dessus de l'évaporateur, comme c'est le cas pour la CPLIP

$$\begin{cases} \Delta H_{V_v} < 0 \\ \Delta H_{V_\ell} < 0 \\ \Delta H_L > 0 \end{cases}$$

L'expression (4.9) est valide tant que la vapeur n'a pas encore atteint l'entrée du condenseur, phase de fonctionnement pendant laquelle les débits volumiques liquide et vapeur sont identiques. Ce n'est plus du tout le cas à partir du moment où la vapeur pénètre dans le condenseur : la transition de phase qui s'y produit assure cette fois, en régime permanent, la conservation des débits massiques liquide et vapeur.

## 4.3 Modèle global de la boucle diphasique après le démarrage

L'arrivée de la vapeur dans le condenseur marque la fin de la phase de démarrage (voir figure 4.4).

### 4.3.1 Hypothèses

Le modèle global de la boucle repose sur plusieurs hypothèses simplificatrices :

- le liquide contenu dans les conduites, le condenseur et le réservoir est incompressible ;
- la vapeur contenue dans la conduite vapeur est incompressible (ce qui est justifié par la faible amplitude de sa vitesse) ;
- la conduite de vapeur est supposée adiabatique ;
- le réservoir contient toujours du fluide sous ses deux phases ;
- l'inertie thermique du condenseur est négligeable ;
- les cannelures sont saturées en vapeur à l'instant initial ;
- les échanges convectifs de la culasse métallique de l'évaporateur avec l'ambiance extérieure sont négligeables.

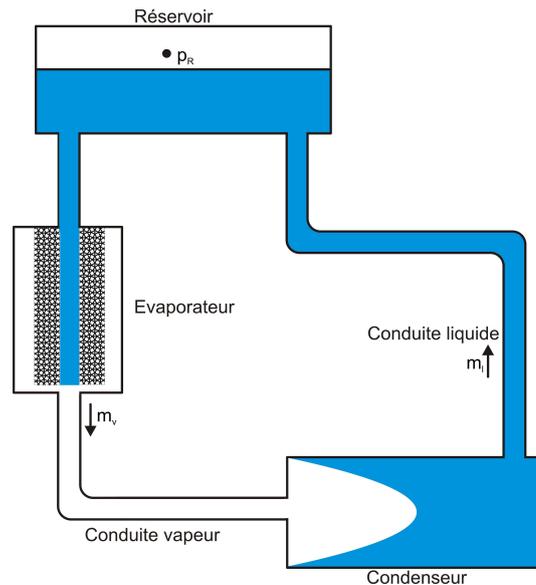


FIGURE 4.4: modèle global de boucle après le démarrage.

### 4.3.2 L'évaporateur

Le modèle de l'évaporateur est celui qui a été présenté lorsqu'il était isolé dans le chapitre 3. Dans cette partie, ce modèle est couplé avec le reste de la boucle par l'intermédiaire des conditions limites, l'ensemble correspondant à un modèle thermodynamique global de CPLIP avec une interface liquide-vapeur mobile dans la mèche.

La pression que subit la surface supérieure de la mèche poreuse est la pression  $p_{V_e}$  calculée à l'entrée de la conduite vapeur alors que la pression de la surface inférieure de la mèche est la pression  $p_{E_e}$  qui règne à la sortie de la conduite liquide qui relie le réservoir et l'évaporateur. La température à l'entrée de la mèche est celle du liquide  $T_{E_e}$  (voir figure 4.5).

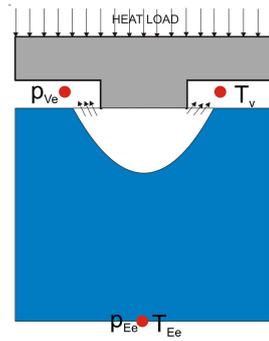


FIGURE 4.5: modèle d'évaporateur.

### 4.3.3 Le condenseur

Le modèle de condenseur est inspiré des travaux de Platel [20], Fudym [19] et Pouzet [21], qui se sont basés les travaux de Wedekind [24], [23], [22].

Le condenseur est composé de deux zones : une zone diphasique suivie d'une zone de liquide sous-refroidi (voir figure 4.6).

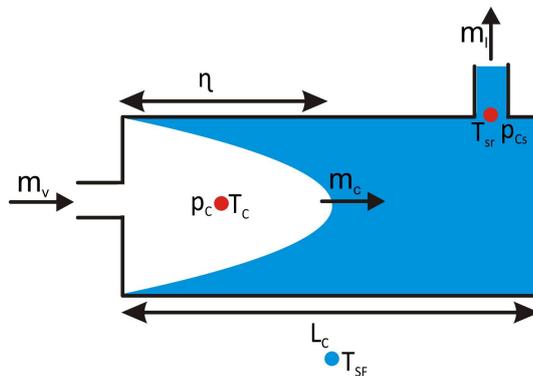


FIGURE 4.6: modèle de condenseur.

#### 4.3.3.1 Hypothèses

Le modèle de condenseur est basé sur les hypothèses suivantes :

- le condenseur est de section droite uniforme  $A_C$  ;
- il n'y a pas de zone de vapeur surchauffée à l'entrée du condenseur : la vapeur qui y pénètre est saturée ;
- les phases liquide et vapeur sont incompressibles ;
- la fraction volumique moyenne de vapeur  $\alpha_c$  est constante.

#### 4.3.3.2 Zone diphasique

Les bilans de quantité de matière et d'enthalpie donnent les équations suivantes

$$\rho_m A_C \frac{d\eta}{dt} = \dot{m}_c - \dot{m}_v \quad (4.10)$$

$$h_m A_C \frac{d\eta}{dt} = \dot{m}_v h_v - \dot{m}_c h_c - \phi_C \quad (4.11)$$

où la masse volumique moyenne dans cette zone est

$$\rho_m = (1 - \alpha_c)\rho_l + \alpha_c\rho_v \quad (4.12)$$

et où l'enthalpie massique moyenne est

$$h_m = (1 - \alpha_c)\rho_l h_l + \alpha_c\rho_v h_v \quad (4.13)$$

Le flux thermique cédé à la source froide est

$$\phi_c = \pi D_C \eta h_C (T_C - T_{SF}) \quad (4.14)$$

où  $h_C$  est le coefficient d'échange de convection global.

### 4.3.3.3 Zone liquide sous-refroidi

Dans la zone liquide sous-refroidi, le bilan de matière permet d'écrire

$$-\rho_\ell A_C \frac{d\eta}{dt} = \dot{m}_c - \dot{m}_\ell \quad (4.15)$$

Le bilan de quantité de mouvement a pour expression

$$\left( \frac{L_C - \eta}{A_C} \right) \frac{dm_\ell}{dt} = p_C - p_{Le} - \text{signe}(\dot{m}_\ell) (\Delta p_{ch,C\ell}) \quad (4.16)$$

où  $p_{Le}$  est la pression à l'entrée de la conduite liquide (sortie du condenseur), et  $\Delta p_{ch,C\ell}$  les pertes de charge visqueuses du liquide dans cette partie du condenseur.

La température du liquide sous refroidi à la sortie du condenseur est supposée constante et égale à la température de la source froide :

$$T_{sr} = T_{SF} \quad (4.17)$$

### 4.3.4 Le réservoir

La figure 4.7 schématise la configuration de réservoir, composé de deux parties : une partie basse de volume  $\Omega_{R_b}$  qui ne contient que du liquide et une partie haute de volume  $\Omega_{R_h}$  qui contient le fluide sous ses deux phases.

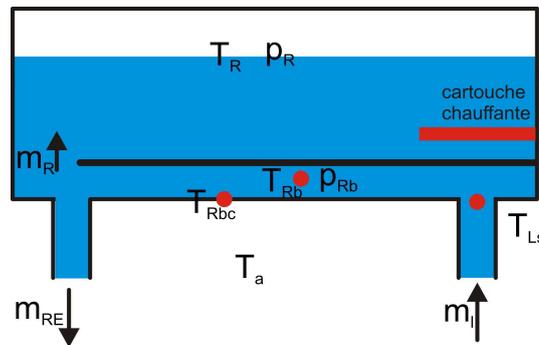


FIGURE 4.7: schéma du modèle de réservoir.

#### 4.3.4.1 Partie basse du réservoir

La partie haute du réservoir a pour objet d'assurer le maintien de la température de consigne (régulée par l'intermédiaire de la résistance chauffante en rouge sur la figure 4.7, dans laquelle on fait en sorte que le fluide est le plus statique possible : il baigne d'ailleurs dans une structure poreuse métallique non représenté sur cette figure.

La partie basse est par contre traversée par le liquide qui se dirige vers l'évaporateur. Ces deux zones sont séparées par une surface métallique plane percée d'un orifice qui laisse passer le liquide, permettant au réservoir de remplir sa mission de volume de contrôle.

Les transferts thermiques complexes entre les parties haute et basse du réservoir sont calculés via une conductance thermique  $G_{res}$  dont l'expression est issue de l'expérimentation.

Le bilan de matière permet d'écrire

$$\dot{m}_\ell = \dot{m}_{RE} + \dot{m}_R \quad (4.18)$$

où  $\dot{m}_\ell$  est le débit massique de liquide délivré par la conduite liquide,  $\dot{m}_{RE}$  le débit massique de liquide sortant vers l'évaporateur et  $\dot{m}_R$  le débit massique de liquide changé avec la partie haute de réservoir (voir figure 4.7).

Le bilan d'énergie thermique s'établit comme suit

$$\rho_\ell \Omega_{R_b} \frac{dh_{R_b}}{dt} = \dot{m}_\ell h_{LR} - \dot{m}_{RE} h_{RE} - \dot{m}_R h_{R_b} + G_R (T_R - T_{R_b}) + h_{R_b,int} S_{R_b,int} (T_{R_{bc}} - T_{R_b}) \quad (4.19)$$

où :

- $\dot{m}_\ell h_{LR}$  est le débit enthalpique échangé avec la conduite liquide ;
- $\dot{m}_{RE} h_{RE}$  est le débit enthalpique sortant vers l'évaporateur ;
- $\dot{m}_R h_{R_{bh}}$  est le débit enthalpique échangé entre les parties basse et haute du réservoir ;
- $G_R (T_R - T_{R_b})$  est le flux thermique échangé entre les deux parties de réservoir ;
- $h_{R_b,int} S_{R_b,int} (T_{R_{bc}} - T_{R_b})$  est le flux thermique échangé avec la culasse de réservoir.

La conductance  $G_R$ , corrélation issue des travaux de Lachassagne [13], décrit l'échange thermiques entre les deux parties du réservoir. Elle est exprimée en fonction de la température de la source froide :

$$G_R = 0,0218 T_{SF} + 0,185 \quad (4.20)$$

L'enthalpie du liquide est fonction de la température

$$h_\ell = h_{\ell_0} + c_{p_\ell} (T - T_0)$$

Le bilan d'enthalpie devient

$$\rho_\ell \Omega_{R_b} c_{p_\ell} \frac{dT_{R_b}}{dt} = \dot{m}_\ell c_{p_\ell} T_{LR} - \dot{m}_{RE} c_{p_\ell} T_{RE} - \dot{m}_R c_{p_\ell} T_{R_{bh}} + G_R (T_R - T_{R_b}) + h_{R_b,int} S_{R_b,int} (T_{R_{bc}} - T_{R_b}) \quad (4.21)$$

avec

$$T_{LR} = \begin{cases} T_{Ls} & \text{si } \dot{m}_\ell > 0 \\ T_{R_b} & \text{sinon} \end{cases}$$

$$T_{R_{bh}} = \begin{cases} T_{R_b} & \text{si } \dot{m}_R > 0 \\ T_R & \text{sinon} \end{cases}$$

Le bilan d'énergie thermique dans la partie inférieure de la paroi du réservoir est

$$\rho_{Rc} \Omega_{Rc} c_{Rc} \frac{dT_{Rbc}}{dt} = h_{R,ext} S_{Rb,ext} (T_a - T_{Rbc}) + h_{Rb,int} S_{Rb,int} (T_{Rb} - T_{Rbc}) \quad (4.22)$$

où  $h_{R,ext}$  est le coefficient d'échange convectif entre la paroi du réservoir et l'ambiance extérieure.

#### 4.3.4.2 Partie haute du réservoir

Comme indiqué plus haut, la partie haute de réservoir contient une structure poreuse qui a pour rôle de stratifier la température du fluide pour maintenir au mieux la température de consigne.

Généralement, le réservoir des CPL contient un élément chauffant qui permet de contrôler la température  $T_{sat}$  du réservoir. Cette méthode de régulation nécessite un apport d'énergie extérieure, mais qui reste tout à fait modéré devant la puissance thermique transférée. Elle permet de réguler avec précision la température de fonctionnement de la boucle : comme l'ont montré par exemple les résultats expérimentaux obtenus par A. Kaled [45], la température de la partie supérieure de réservoir n'est pas influencée par le fonctionnement du reste de la boucle, même pendant les phases transitoires les plus critiques.

Pour toutes ces raisons, nous nous contenterons d'un modèle très simplifié pour décrire le comportement de la partie supérieure du réservoir

$$T_R = cste \quad (4.23)$$

et

$$p_R = p_{sat}(T_R) \quad (4.24)$$

#### 4.3.5 Conduite liquide reliant le condenseur au réservoir

La conduite liquide peut avoir un impact important sur le comportement de la boucle : d'un point de vue thermique, elle affecte la température du liquide qui entre dans le réservoir ; d'un point de vue dynamique, même si elles ne sont pas les plus importantes, les pertes de charge du liquide qui la traverse doivent être compensées par le saut de pression capillaire. Le liquide étant incompressible, il y a conservation de son débit massique dans la boucle.

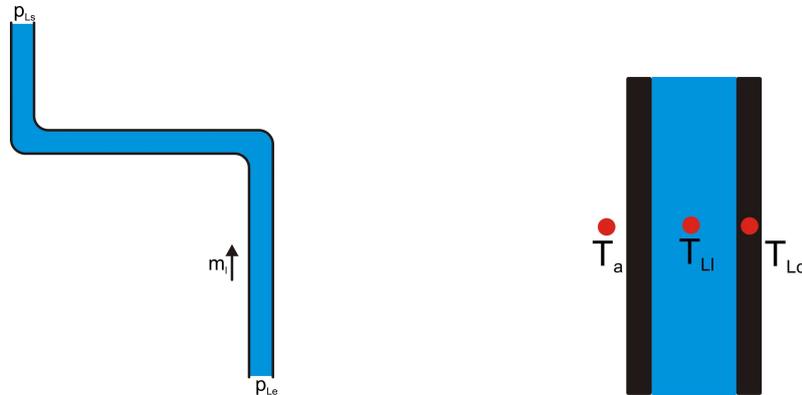


FIGURE 4.8: modèle de conduite liquide.

Le bilan de quantité de mouvement dans la conduite liquide s'établit comme suit

$$\frac{L_L}{A_L} \frac{dm_\ell}{dt} = p_{L,e} - p_{L,s} - \rho_\ell g \Delta H_L - \text{signe}(\dot{m}_\ell) (\Delta p_{ch,L}) \quad (4.25)$$

où  $p_{L,e}$  et  $p_{L,s}$  sont les pressions respectivement à l'entrée et à la sortie de la conduite liquide et où  $\Delta p_{ch,L}$  est la perte de charge visqueuse du liquide dans cette conduite.

Cette dernière n'étant généralement pas isolée thermiquement, la température du liquide qu'elle contient peut être significativement influencée par l'ambiance extérieure lorsque la charge thermique appliquée est faible. Nous allons donc établir un modèle qui calcule la température du liquide le long de cette conduite (voir figure 4.8).

Le bilan d'énergie thermique du liquide a pour expression

$$\rho_\ell c_{p\ell} \left( \frac{\partial T_{L\ell}}{\partial t} + \vec{v}_{L\ell} \cdot \vec{\nabla} T_{L\ell} \right) = \vec{\nabla} \cdot (\lambda_\ell \vec{\nabla} T_{L\ell}) \quad (4.26)$$

où  $\vec{v}_{L\ell}$  est le vitesse de liquide dans la conduite, avec comme conditions aux limites, sur la paroi de la conduite

$$-\lambda_\ell \vec{\nabla} T_{L\ell} \Big|_{paroi} = h_{L,int} (T_{L\ell} - T_{Lc}) \quad (4.27)$$

et

$$T_{L\ell} = \begin{cases} T_{SF} & \text{à la sortie du condenseur si } \dot{m}_\ell > 0 \\ T_{Rb} & \text{au contact du réservoir si } \dot{m}_\ell < 0 \end{cases}$$

Le bilan d'énergie thermique dans la paroi solide de la conduite liquide est

$$\rho_{Lc} c_{pLc} \frac{\partial T_{Lc}}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (\lambda_{Lc} \vec{\nabla} T_{Lc}) \quad (4.28)$$

avec comme conditions aux limites :

- sur la surface interne de la paroi

$$-\lambda_{Lc} \vec{\nabla} T_{Lc} \Big|_{paroi\ interne} = h_{L,int} (T_{Lc} - T_{L\ell}) \quad (4.29)$$

- sur la surface externe de la paroi

$$-\lambda_{Lc} \vec{\nabla} T_{Lc} \Big|_{paroi\ externe} = h_{L,ext} (T_{Lc} - T_a) \quad (4.30)$$

- et

$$T_{Lc} = \begin{cases} T_{SF} & \text{à l'extrémité en contact avec le condenseur} \\ T_{Rbc} & \text{à l'extrémité en contact avec le réservoir} \end{cases}$$

### 4.3.6 Conduite vapeur

Cette conduite ne contient que de la vapeur, considérée comme étant isochore (voir figure 4.9).

La pression  $p_{V,e}$  à l'entrée de cette conduite est fonction de la pression en sortie (pression  $p_C$  de la zone saturante diphasique du condenseur) de la façon suivante

$$p_{V,e} = p_C + \rho_v L_V \frac{\partial v_v}{\partial t} - \Delta p_{g,V} + \Delta p_V + \Delta p_{V,sing} \quad (4.31)$$

où :

- $\Delta p_{g,V} = \rho_v g \Delta H_V$  est la perte de charge gravitaire ;
- $\Delta p_V$  est la perte de charge visqueuse ;
- $\Delta p_{V,sing}$  est la somme des pertes de charge singulières (principalement dues aux coudes en ce qui nous concerne).

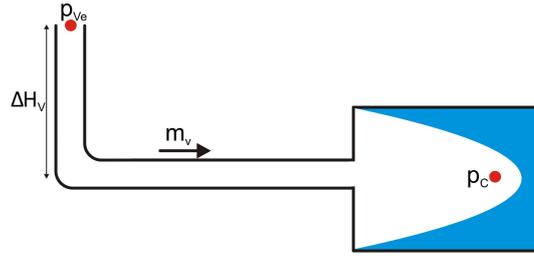


FIGURE 4.9: modèle de conduite vapeur.

### 4.3.7 Conduite liquide réservoir-évaporateur

Le liquide étant incompressible, le débit  $\dot{m}_{RE}$  est conservé dans cette conduite, représentée sur la figure 4.10.

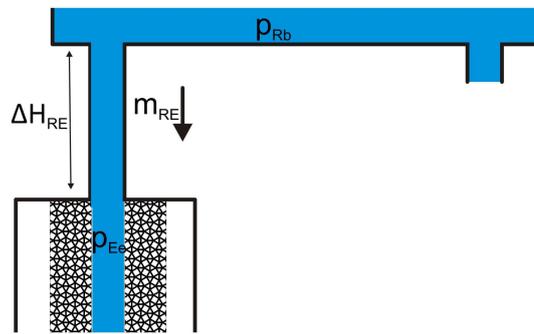


FIGURE 4.10: modèle de conduite liquide réservoir-évaporateur.

La pression du liquide à l'entrée de la mèche est fonction de la pression du liquide en bas du réservoir

$$p_{Ee} = p_{Rb} + \rho_l L_{RE} \frac{\partial v_l}{\partial t} + \Delta p_{g,RE} - \Delta p_{RE} \quad (4.32)$$

où :

- $\Delta p_{g,RE} = \rho_l g \Delta H_{RE}$  est la perte de charge gravitaire ;
- $\Delta p_{RE}$  est la perte de charge visqueuse.

La conduite liquide qui relie le réservoir à l'évaporateur n'est pas non plus adiabatique. Même si cette conduite est de faible longueur pour la CPLIP étudiée, les échanges thermiques la concernant ont été calculés.

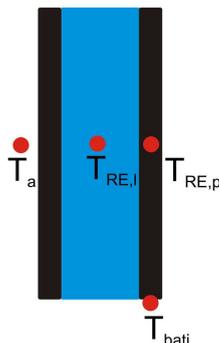


FIGURE 4.11: modèle de conduite liquide réservoir-évaporateur.

Le bilan d'énergie permet d'écrire

$$\rho_\ell c_{p\ell} \left( \frac{\partial T_{RE_\ell}}{\partial t} + \vec{v}_{RE_\ell} \cdot \vec{\nabla} T_{RE_\ell} \right) = \vec{\nabla} \cdot (\lambda_\ell \vec{\nabla} T_{RE_\ell}) \quad (4.33)$$

où  $\vec{v}_{RE_\ell}$  est le vitesse du liquide dans cette conduite, avec comme conditions aux limites (voir figure 4.11) :

- sur la paroi de la conduite

$$- \lambda_\ell \vec{\nabla} T_{RE_\ell} \Big|_{\text{paroi}} = h_{RE,int} (T_{RE_\ell} - T_{RE_c}) \quad (4.34)$$

- et

$$T_{RE_\ell} = T_{R_b} \quad (4.35)$$

Le bilan d'énergie de la paroi solide de cette conduite liquide a pour expression

$$\rho_{RE_c} c_{pRE_c} \frac{\partial T_{RE_c}}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (\lambda_{RE_c} \vec{\nabla} T_{RE_c}) \quad (4.36)$$

avec, comme conditions aux limites :

- sur la surface interne de la conduite

$$- \lambda_{RE_c} \vec{\nabla} T_{RE_c} \Big|_{\text{paroi interne}} = h_{RE,int} (T_{RE_c} - T_{RE_\ell}) \quad (4.37)$$

- sur la surface externe de la conduite

$$- \lambda_{RE_c} \vec{\nabla} T_{RE_c} \Big|_{\text{paroi externe}} = h_{RE,ext} (T_{RE_c} - T_a) \quad (4.38)$$

- et

$$T_{RE_c} = \begin{cases} T_{E_c} & \text{à l'extrémité en contact avec la culasse de l'évaporateur} \\ T_{R_{bc}} & \text{à l'extrémité en contact avec le réservoir} \end{cases}$$

### 4.3.8 Liquide à l'entrée de l'évaporateur

Le liquide délivré par la conduite réservoir-évaporateur alimente la mèche poreuse à travers trois doigts creusés en son centre sur toute la longueur de cette mèche (voir figure 4.12). Dans ce modèle, nous tenons compte de l'influence du flux parasite sur la température du liquide à l'entrée dans la mèche  $T_{E_e}$ .

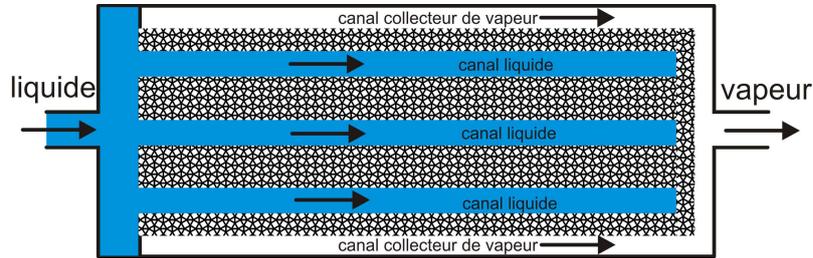


FIGURE 4.12: coupe médiane de l'évaporateur de la CPLIP.

Le bilan d'énergie du volume de liquide libre qui alimente la mèche s'écrit comme suit

$$\rho_\ell c_{p\ell} \Omega_{E_e} \frac{dT_{E_e}}{dt} = \dot{m}_{RE_c p_\ell} (T_{RE,s} - T_{E_e}) + \phi_p \quad (4.39)$$

où  $T_{RE,s}$  est la température du liquide à la sortie de la conduite réservoir-évaporateur et  $\phi_p$  le flux parasite .

## 4.4 Vapeur dans les cannelures

La vapeur produite dans la mèche est récupérée par un ensemble de cannelures régulièrement réparties à la surface du corps poreux, qui la dirige vers des canaux collecteurs débouchant sur la conduite vapeur. Suivant l’axe des cannelures, le débit de vapeur augmente dans la direction des canaux collecteurs : la pression et la température de la vapeur dans les cannelures varient donc dans l’espace et dans le temps (voir figure 4.13). La description réelle des phénomènes est tri-dimensionnelle instationnaire. Afin d’estimer les erreurs induites par une description bi-dimensionnelle qui ne décrit pas ce qui se passe dans la direction de l’axe des cannelures, les variations spatiales de la pression et de la température de la vapeur dans ces cannelures vont être estimées par un modèle simple en régime permanent.

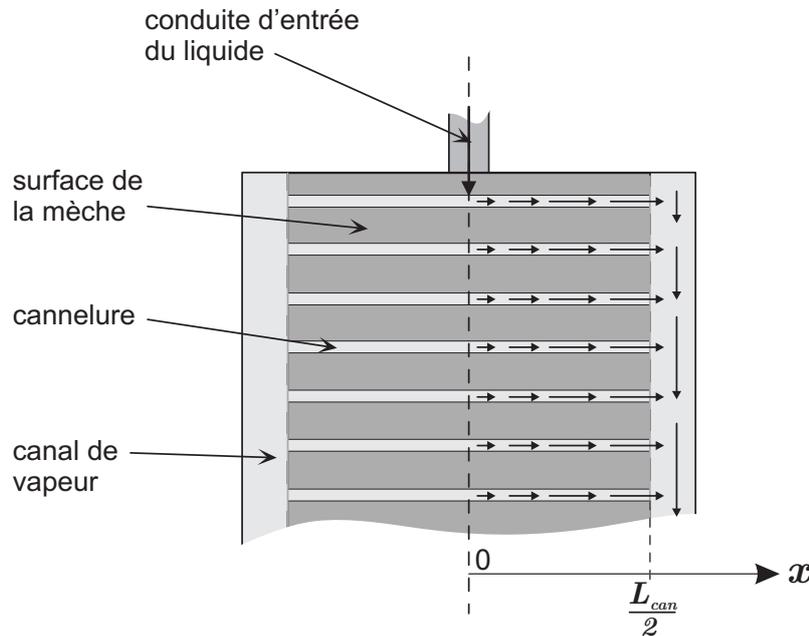


FIGURE 4.13: déplacement de la vapeur dans les cannelures et les canaux latéraux (évaporateur vu de face).

Soit  $x$  l’axe de la cannelure, dirigée du centre de la mèche vers un canal collecteur de vapeur.

### 4.4.1 Variation spatiale de la pression de vapeur dans les cannelures

Les développements qui suivent ont pour objectif d’obtenir une première approximation de l’écart maximal de pression dans les cannelures ; ils se basent sur les hypothèses suivantes :

- le comportement de la vapeur dans chaque cannelure est axisymétrique : par conséquent, son comportement dynamique peut être traité en monodimensionnel suivant l’axe  $x$  de la cannelure ;
- les phénomènes sont symétriques par rapport à l’axe principal de la mèche : en conséquence, ces derniers pourront n’être pris en compte que sur la moitié de la largeur de la mèche ( $0 \leq x \leq \frac{L_{can}}{2}$ ) ;
- les termes instationnaires qui interviennent dans les lois de bilan sont de faible amplitude : les bilans sont des lois de contrainte ;
- le débit de vapeur qui traverse la surface de la mèche est uniforme ;

- la vapeur est incompressible ;
- les effets de la gravité sont négligeables.

#### 4.4.1.1 Bilan de matière

Le bilan de masse de vapeur sur une longueur  $dx$  d'une cannelure vérifie

$$\dot{m}_v(x + dx) = \dot{m}_v(x) + d\dot{m}_*$$

avec

$$d\dot{m}_* = \dot{\Gamma}_v dx$$

où  $\dot{\Gamma}_v$  est le débit linéique de vapeur qui traverse la surface de la mèche, constant par hypothèse.

Sur l'axe central de la mèche, par raison de symétrie,  $\dot{m}_v(0) = 0$ .

#### 4.4.1.2 Bilan de quantité de mouvement

La dynamique du fluide est donnée par le bilan de quantité de mouvement  $\vec{q} = \rho \vec{v}$  qui, en régime permanent, a pour expression générale

$$\underbrace{\oint_{\Sigma} \rho_v \vec{v}_v (\vec{v}_v \cdot \vec{n}_e) ds}_{(I)} + \underbrace{\oint_{\Sigma} p_v \vec{n}_e ds}_{(II)} + \underbrace{\oint_{\Sigma} \bar{\tau} \vec{n}_e ds}_{(III)} = 0 \quad (4.40)$$

où  $\vec{v}_v$  est la vitesse débitante de la vapeur,  $\vec{n}_e$  la normale entrante et  $\bar{\tau}$  le tenseur des contraintes visqueuses.

**Terme convectif** Le terme (I) correspond à la quantité de mouvement mise en jeu par l'accélération de la vapeur dans les cannelures

$$(I) = \underbrace{\int_{A_{can}(x=0)} \rho_v \vec{v}_v (\vec{v}_v \cdot \vec{n}_e) ds}_{(IV)} + \underbrace{\int_{S_{cw}} \rho_v \vec{v}_v (\vec{v}_v \cdot \vec{n}_e) ds}_{(V)} + \underbrace{\int_{A_{can}(x)} \rho_v \vec{v}_v (\vec{v}_v \cdot \vec{n}_e) ds}_{(VI)}$$

où  $A_{can}$  est la section droite de la cannelure et  $S_{cw}$  la surface de contact de la cannelure avec la mèche.

Sur l'axe central de la mèche ( $x = 0$ ), par raison de symétrie, la vitesse axiale de la vapeur est nulle, d'où (IV) = 0.

On supposera que la quantité de mouvement apportée suivant l'axe  $x$  par la vapeur qui traverse la surface de la mèche est négligeable. On en déduit

$$\begin{aligned} (I) &= \int_{A_{can}(x)} \rho_v \vec{v}_v (\vec{v}_v \cdot \vec{n}_e) ds \quad \text{pour } 0 \leq x \leq \frac{L_{can}}{2} \\ &= -\rho_v v_v^2 A_{can} \vec{e}_x \end{aligned}$$

Ce terme, négatif, correspond à la quantité de mouvement mobilisée pour mettre la vapeur en mouvement dans l'axe de la cannelure.

La vapeur étant incompressible par hypothèse ( $v_v$  inférieure à 1/3 de la vitesse du son)

$$\begin{aligned}\frac{d\dot{m}_v}{dx} &= \frac{d}{dx}(\rho_v A_{can} v_v) = \rho_v A_{can} \frac{dv_v}{dx} \\ \Rightarrow \frac{dv_v}{dx} &= \frac{\dot{\Gamma}_v}{\rho_v A_{can}} \\ \Rightarrow v_v(x) &= \frac{\dot{\Gamma}_v}{\rho_v A_{can}} x\end{aligned}\quad (4.41)$$

La vitesse de la vapeur augmente linéairement, de façon symétrique à partir du milieu de chacune des cannelures. On en déduit

$$(I) = -\frac{\dot{\Gamma}_v}{\rho_v A_{can}} x^2 \vec{e}_x \quad (4.42)$$

Sur la longueur  $\frac{L_{can}}{2}$ , la variation de la quantité de mouvement induite par l'accélération de la vapeur dans une cannelure est

$$-\frac{\dot{\Gamma}_v}{\rho_v A_{can}} \left(\frac{L_{can}}{2}\right)^2 = -\frac{1}{4} \frac{L_{can}^2}{A_{can}} \frac{\dot{\Gamma}_v}{\rho_v}$$

et la variation de pression inertielle correspondante est

$$\Delta p_{can,inert} = -\frac{1}{4} \frac{L_{can}^2}{A_{can}^2} \frac{\dot{\Gamma}_v}{\rho_v} \quad (4.43)$$

### Variation de pression

$$(II) = \oint_{\Sigma} p_v \vec{n}_e ds = \int_{A_{can}(x=0)} p_v \vec{n}_e ds + \int_{S_{lat}} p_v \vec{n}_e ds + \int_{A_{can}(x)} p_v \vec{n}_e ds \quad \text{pour } 0 \leq x \leq \frac{L_{can}}{2}$$

Le problème étant axisymétrique (unidimensionnel suivant  $x$ )

$$\int_{S_{lat}} p_v \vec{n}_e ds = 0$$

d'où

$$\begin{aligned}(II) &= \int_{A_{can}(x=0)} p_v \vec{n}_e ds + \int_{A_{can}(x)} p_v \vec{n}_e ds \\ &= -\Delta p_{can}(x) A_{can} \vec{e}_x\end{aligned}$$

avec  $\Delta p_{can}(x) = p_{can}(x) - p_{can}(0)$ .

**Contraintes visqueuses** Le terme (III) est lié aux pertes de charge par frottement

$$(III) = -\Delta p_{ch,can}(x) A_{can} \quad (4.44)$$

Le terme  $\Delta p_{ch}$  peut être estimé à partir de l'équation des pertes de charge par frottement (cf. annexe G.1)

$$dp_{ch,can} = \Lambda \frac{dx}{D_{h,can}} \left( \frac{1}{2} \rho_v v_v^2 \right)$$

où  $D_{h,can}$  est le diamètre hydraulique de la cannelure et  $\Lambda$  le coefficient de pertes de charge.

Au final, le bilan de quantité de mouvement (4.40) devient

$$-\frac{\dot{\Gamma}_v^2}{\rho_v A_{can}} x^2 - \Delta p_{can}(x) A_{can} - \Delta p_{ch,can}(x) A_{can} = 0$$

d'où

$$p_{can}(x) = p_{can}(0) - \frac{\dot{\Gamma}_v^2}{\rho_v A_{can}^2} x^2 - \Delta p_{ch,can}(x)$$

La variation de pression subie par la phase vapeur lorsqu'elle parcourt une demi longueur de cannelure, avant d'entrer dans le canal de vapeur, a finalement pour expression

$$\Delta p_{can} = -\frac{1}{4} \frac{L_{can}^2}{A_{can}^2} \frac{\dot{\Gamma}_v^2}{\rho_v} - \Delta p_{ch,can} \left( \frac{L_{can}}{2} \right)$$

Pour maximiser le calcul de cet écart de pression, on supposera que la totalité de la charge thermique vaporise le fluide, d'où

$$\dot{\Gamma}_v = \frac{1}{N_{can} L_{can}} \frac{\dot{Q}_*}{\ell_v}$$

Le nombre de Reynolds local a pour expression

$$Re_{can}(x) = \frac{\rho_v v_v(x) D_{h,can}}{\mu_v}$$

D'après (4.41)

$$v_v(x) = \frac{\dot{\Gamma}_v}{\rho_v A_{can}} x$$

d'où

$$Re_{can} = \frac{D_{h,can}}{A_{can}} \frac{\dot{\Gamma}_v}{\mu_v} x$$

Comme on peut le voir sur la figure 4.14, l'écoulement de la vapeur dans les cannelures reste laminaire, même à pleine puissance (3 kW sur chacune des faces de l'évaporateur).

Dans ce cas

$$\Lambda = \frac{64}{Re_{can}}$$

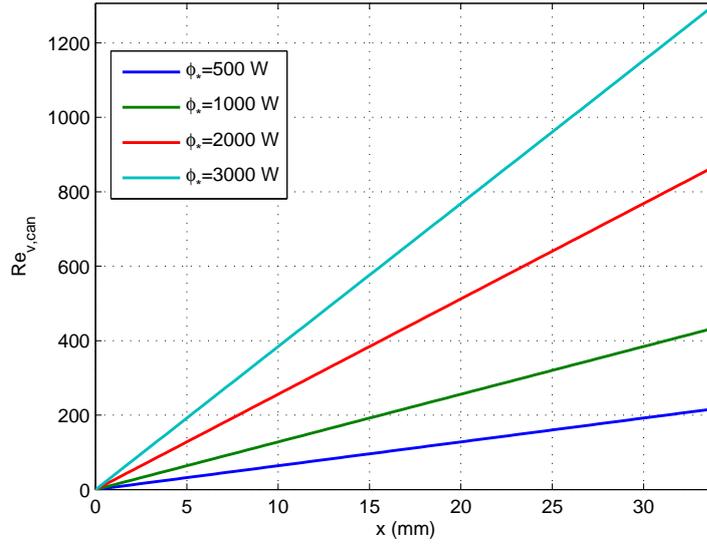


FIGURE 4.14: nombre de Reynolds local dans les cannelures en fonction de la puissance vaporisée sur une face de l'évaporateur.

ce qui implique

$$dp_{ch,can} = 32 \frac{dx}{D_{h,can}^2} \mu_v v_v(x) = 32 \frac{\dot{\Gamma}_v}{D_{h,can}^2 A_{can}} \frac{\mu_v}{\rho_v} x dx \quad (4.45)$$

d'où

$$\begin{aligned} \Delta p_{ch,can}(x) &= \frac{32}{D_{h,can}^2 A_{can}} \frac{\mu_v}{\rho_v} \dot{\Gamma}_v \int_0^x x dx \\ &= \frac{16}{D_{h,can}^2 A_{can}} \frac{\mu_v}{\rho_v} \dot{\Gamma}_v x^2 \end{aligned}$$

Les pertes de charge visqueuses augmentent linéairement avec la puissance vaporisée et en fonction du carré de la distance parcourue par la vapeur.

On en déduit la variation de pression dans les cannelures

$$\begin{aligned} \Delta p_{can}(x) &= p_{can}(x) - p_{can}(0) = -\frac{\dot{\Gamma}_v^2}{\rho_v A_{can}^2} x^2 - \frac{16}{D_{h,can}^2 A_{can}} \frac{\mu_v}{\rho_v} \dot{\Gamma}_v x^2 \\ &= -\frac{1}{\rho_v A_{can}} \left( \frac{\dot{\Gamma}_v}{A_{can}} + \frac{16\mu_v}{D_{h,can}^2} \right) \dot{\Gamma}_v x^2 \end{aligned}$$

La figure 4.15 représente la variation spatiale de cette pression dans une cannelure en fonction de la puissance vaporisée.

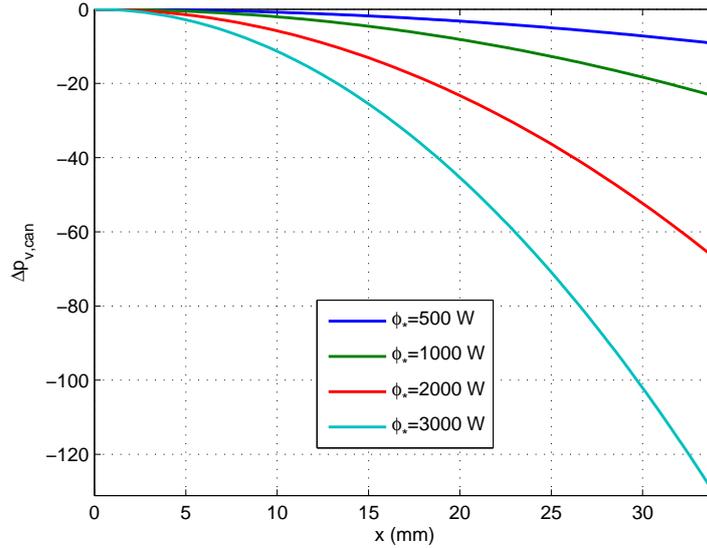


FIGURE 4.15: évolution de la pression de la vapeur dans les cannelures en fonction de la puissance vaporisée sur une face de l'évaporateur.

L'écart de pression, en fonction de la puissance vaporisée, aux bornes d'une demi cannelure

$$\begin{aligned}
\Delta p_{can} &= -\frac{1}{\rho_v A_{can}} \left( \frac{\dot{\Gamma}_v}{A_{can}} + \frac{16\mu_v}{D_{h,can}^2} \right) \dot{\Gamma}_v \left( \frac{L_{can}}{2} \right)^2 \\
&= -\frac{1}{\rho_v A_{can}} \left( \frac{1}{A_{can}} \frac{1}{N_{can} L_{can}} \frac{\dot{Q}_*}{\ell_v} + \frac{16\mu_v}{D_{h,can}^2} \right) \frac{1}{N_{can} L_{can}} \frac{\dot{Q}_* L_{can}^2}{4} \\
&= -\left( \frac{1}{4N_{can}^2 A_{can}^2} \frac{\dot{Q}_*^2}{\rho_v \ell_v^2} + \frac{4L_{can}}{N_{can} D_{h,can}^2 A_{can}} \frac{\mu_v}{\rho_v \ell_v} \dot{Q}_* \right)
\end{aligned}$$

est représentée sur la figure 4.16 ; la valeur maximale de cet écart est inférieure à 150 Pa. Comme on peut le voir sur la figure E.2 de l'annexe E.3, la pente de la courbe de saturation du méthanol est de l'ordre de 5 000 Pa K<sup>-1</sup> au voisinage de 80°C : la diminution de la pression de la vapeur dans les cannelures n'a donc pas d'impact significatif sur les phénomènes qui se développent dans la mèche.

#### 4.4.2 Evolution spatiale de la température de la vapeur en régime permanent

La vapeur qui circule dans les cannelures est en contact avec la culasse métallique chaude de l'évaporateur, qui transfère la charge thermique à la surface de la mèche. Les calculs qui suivent ont pour objectif d'estimer l'augmentation de la température de la vapeur lors de son cheminement dans les cannelures jusqu'à un canal latéral.

Comme précédemment lors de l'évaluation des pertes de charges, on suppose l'écoulement permanent et un débit massique de vapeur uniforme à travers la surface de la mèche. On suppose d'autre part la culasse métallique de l'évaporateur suffisamment conductrice de la

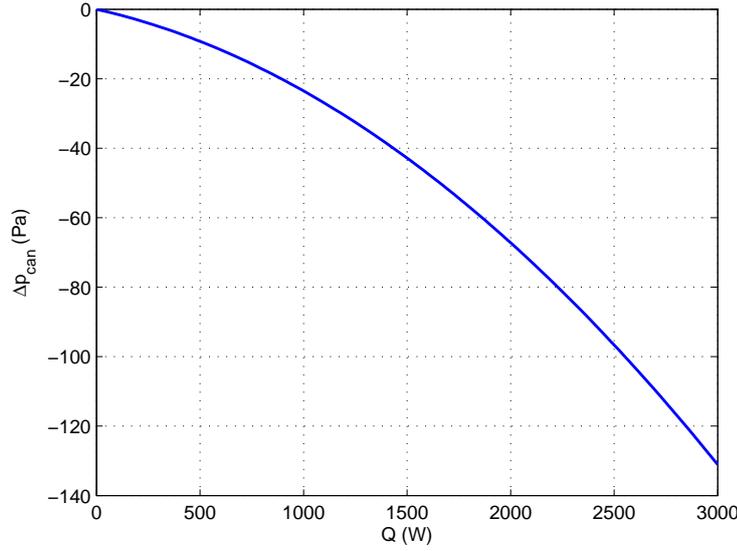


FIGURE 4.16: écart de pression subie par la vapeur dans une cannelure en fonction de la puissance vaporisée sur une face de l'évaporateur.

chaleur pour que sa température  $T_{E_c}$  soit uniforme et enfin que la vapeur qui traverse la surface de la mèche est à la température de saturation  $T_*$ .

L'écoulement de la vapeur étant laminaire et la température de paroi uniforme, le nombre de Nusselt  $Nu$  est égal à 3,66, d'où l'expression du coefficient d'échange pariétal entre la surface de la culasse métallique et la vapeur

$$h_v = 3,66 \frac{\lambda_v}{D_{h,can}}$$

En régime permanent, le bilan d'énergie thermique est

$$\dot{m}_v(x) c_{p_v} T(x) + \delta \dot{m}_* c_{p_v} T_* - \dot{m}_v(x+dx) c_{p_v} T(x+dx) + h_v P_v dx (T_{E_c} - T) = 0$$

où  $T$  est la température de la vapeur et  $P_v$  la fraction du périmètre de la cannelure en contact avec la culasse métallique de l'évaporateur, d'où

$$T(x+dx) = \frac{\dot{m}_v(x) c_{p_v} T(x) + \delta \dot{m}_* c_{p_v} T_* + h_v P_v dx (T_{E_c} - T(x))}{(\dot{m}_v(x) + \delta \dot{m}_*) c_{p_v}}$$

Les figures 4.17a, 4.17b, 4.17c & 4.17d donnent l'évolution de la température de la vapeur le long des cannelures de l'évaporateur de la CPLIP (méthanol) pour une température de vaporisation de  $80^\circ\text{C}$  en fonction de la température  $T_{E_c}$  de la paroi solide et du flux vaporisé  $\phi_*$ .

La température de la vapeur dans les cannelure augmente logiquement avec la température de la paroi métallique chaude. Pour un écart de température  $T_{E_c} - T_*$  donné, la température de la vapeur augmente d'autant moins que la charge thermique est importante : le temps de séjour de la vapeur diminue en effet lorsque le flux vaporisé augmente (voir également la figure 4.18), ce dernier pénétrant dans la cannelure à une température inférieure à celle de la paroi solide, ce qui limite encore davantage l'augmentation de la température de la vapeur.

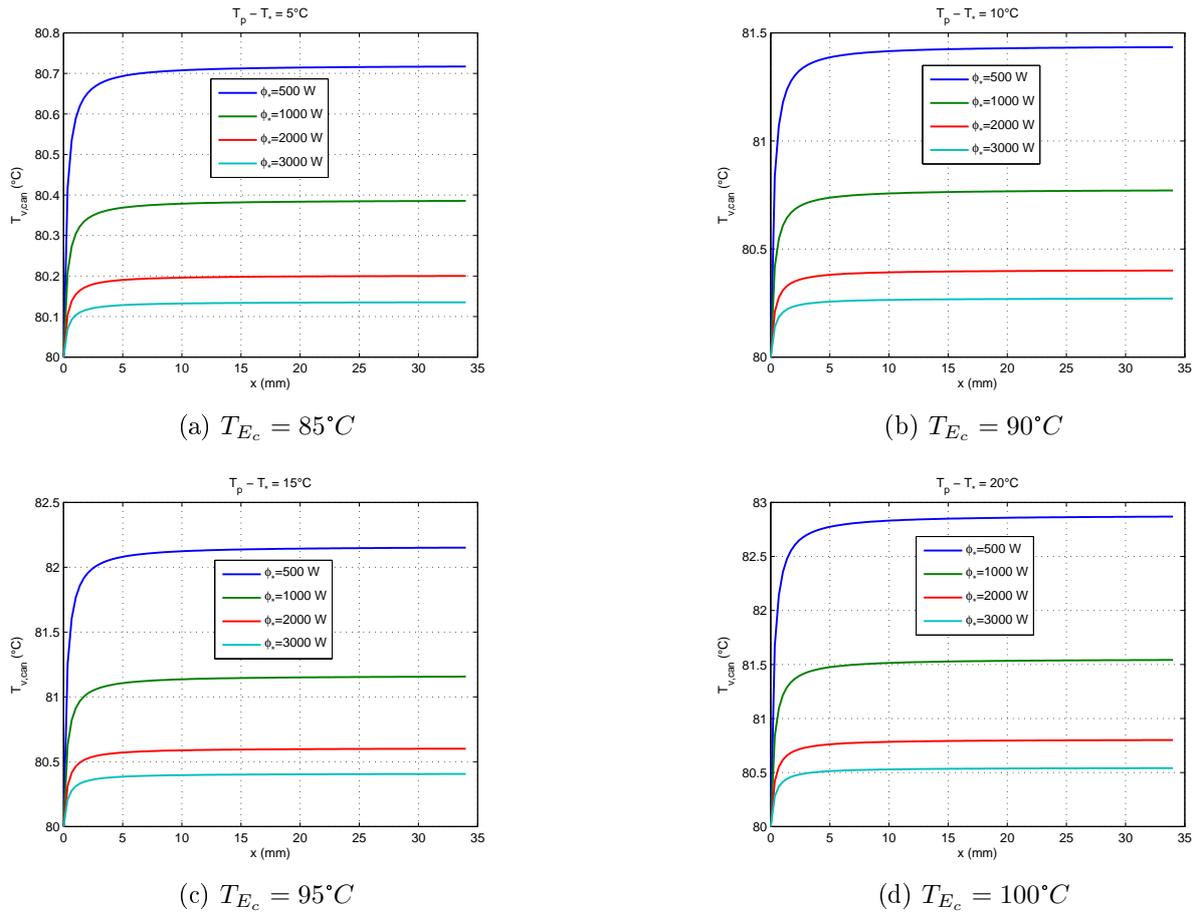


FIGURE 4.17: température de la vapeur dans les cannelures en fonction de la puissance vaporisée sur une face de l'évaporateur,  $T_* = 80^\circ C$ .

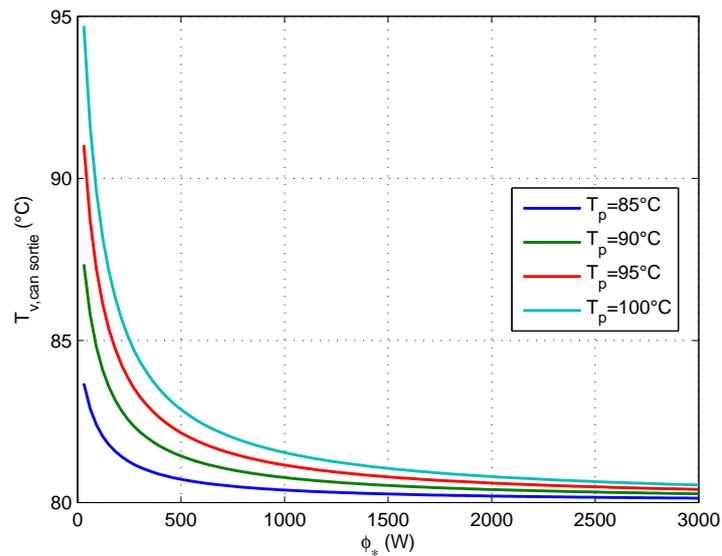


FIGURE 4.18: température de la vapeur à la sortie de la cannelure en fonction de la puissance vaporisée sur une face de l'évaporateur.

Pour les puissances vaporisées supérieures à 500 W, l'augmentation de la température de

la vapeur est inférieure à 3 °C ; elle est encore plus faible (inférieure à 1 °C) à très haute puissance.

## 4.5 Démarrage : vaporisation dans les cannelures

Le modèle actuel traite le démarrage à partir du moment où les cannelures sont remplies de vapeur ; autrement dit, il ne traite pas de la première phase du démarrage qui consiste à vider les cannelures du liquide qu’elles contiennent initialement. Cette première partie du démarrage peut être traitée par notre modèle. Le paragraphe qui suit détaille un premier modèle de vaporisation, qui n’a pas été implémenté dans notre code de calcul, faute de temps. Relativement simpliste, ce modèle est basé sur les constatations expérimentales de T. Coquard, qui montrent bien que la première bulle se forme dans les cannelures et que cette dernière grossit jusqu’à occuper tout le volume des cannelures. Ce modèle aurait l’avantage de donner une idée de l’augmentation de la pression de vapeur que l’interface liquide-vapeur doit surmonter au démarrage.

### 4.5.1 Echauffement du liquide contenu dans les cannelures et les canaux

On suppose que le déclenchement de la vaporisation se produit dans les cannelures, par exemple comme on l’a vu précédemment (cf. §3.2.2.3) sur une des lignes de contact entre une cannelure, une panne chauffante et la mèche (endroit où se trouvent probablement les embryons de vapeur les plus gros). Après déclenchement, on fait l’hypothèse que les ménisques qui apparaissent à la surface de la mèche en contact avec la vapeur contenu dans les cannelures lui interdisent de pénétrer dans la mèche : la vapeur contenue dans les cannelures repousse le liquide dont elle est issue dans la conduite de vapeur. Enfin, on fait l’hypothèse que la vapeur éventuellement produite à travers la surface de la mèche en contact avec la vapeur est négligeable devant celle produite dans les cannelures, ce qui est justifié par le fait que le liquide contenu dans les cannelures est directement en contact avec les pannes chauffantes qui véhiculent la charge thermique.

Dans l’évaporateur, soit  $\Omega_{E_v}$  le volume destiné à être occupé par la vapeur, constitué des volumes des cannelures et des canaux qui récupèrent la vapeur issue des cannelures pour la transférer dans la conduite vapeur.

Soit  $\dot{Q}$  la charge thermique, appliquée de manière uniforme sur la surface plane de l’évaporateur. Avant déclenchement de la vaporisation dans les cannelures, la température du liquide qu’elles contiennent vérifie

$$\rho_l \Omega_{E_v} c_{p_l} \frac{\partial T_{E_{can}}}{\partial t} = \dot{Q}_{E_{can}} - \dot{Q}_{cw} \quad (4.46)$$

où

$$\dot{Q}_{E_{can}} = \int_{S_{E_{can}}} \lambda_{E_c} \vec{\nabla} T_{E_c} \cdot \vec{n} ds$$

est le flux de chaleur reçu des pannes chauffantes et où  $\dot{Q}_{cw}$  est le flux de chaleur fourni par le liquide contenu dans les cannelures à la mèche saturée de liquide

$$\dot{Q}_{cw} = \int_{S_{cw}} -\lambda_{\text{eff}} \vec{\nabla} T \cdot \vec{n} ds$$

Tant que la température du liquide n'atteint pas  $T_R + \Delta T_{sur}$  (les effets de la gravité sont tout à fait négligeables), où  $\Delta T_{sur}$  est la surchauffe du liquide contenu dans les cannelures au démarrage, le liquide ne fait que s'échauffer.

## 4.5.2 Vaporisation dans les cannelures

### 4.5.2.1 Contrainte géométrique

Une fois la température  $T_R + \Delta T_{sur}$  atteinte, la nucléation démarre dans les cannelures. Au sein de l'évaporateur, le volume concerné vérifie

$$\Omega_{E_v} = \Omega_\ell + \Omega_v \quad \Rightarrow \quad d\Omega_\ell = -d\Omega_v \quad (4.47)$$

où  $\Omega_\ell$  et  $\Omega_v$  sont les volumes occupés respectivement par le liquide et la vapeur au sein de  $\Omega_{E_v}$ .

Soit  $\alpha_E$  la fraction volumique globale de vapeur dans  $\Omega_{E_v}$

$$\alpha_E = \frac{\Omega_v}{\Omega_{E_v}} \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} \Omega_v = \alpha_E \Omega_{E_v} \\ \Omega_\ell = (1 - \alpha_E) \Omega_{E_v} \end{cases} \quad \Rightarrow \quad \begin{cases} d\Omega_v = \Omega_{E_v} d\alpha_E \\ d\Omega_\ell = -\Omega_{E_v} d\alpha_E \end{cases}$$

### 4.5.2.2 Bilan de matière

Par hypothèse, tant qu'il reste du liquide dans  $\Omega_{E_v}$ , c'est la vaporisation de ce liquide qui produit la vapeur. Comme on l'a dit plus haut, il n'y a pas vaporisation au sein de la mèche, hypothèse justifiée par la nécessaire surchauffe à la vaporisation, plus faible dans  $\Omega_{E_v}$  que dans la mèche.

On fait également l'hypothèse que la vapeur produite au sein de  $\Omega_{E_v}$  pousse le liquide vers la conduite de vapeur : la pression de la vapeur est supportée par les ménisques qui apparaissent à la surface de la mèche, interdisant à la vapeur d'y pénétrer.

Enfin, la position de l'évaporateur dans le champ de gravité (voir figure B.1 par exemple) laisse à penser que la vapeur est bloquée à l'extrémité supérieure de cet évaporateur, et que c'est du liquide qui commence par sortir par la conduite située à l'extrémité inférieure de l'évaporateur.

#### Bilan de matière

Le bilan de matière dans  $\Omega_{E_v}$  a pour expression

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \int_{\Omega_\ell} \rho_\ell d\omega + \int_{\Omega_v} \rho_v d\omega \right) = \oint_{\Sigma_{E_v}} \rho \vec{v} \cdot \vec{n}_e ds$$

Suivant les hypothèses précisées plus haut, seul du liquide peut sortir de  $\Omega_{E_v}$  en pénétrant dans la conduite vapeur

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \int_{\Omega_{E_v}} \rho_\ell (1 - \alpha_E) d\omega + \int_{\Omega_{E_v}} \rho_v \alpha_E d\omega \right) &= \int_{S_V} \rho_\ell \vec{v} \cdot \vec{n}_{\ell,e} ds \\ \Leftrightarrow \Omega_{E_v} \frac{\partial}{\partial t} [\rho_\ell (1 - \alpha_E) + \rho_v \alpha_E] &= -\dot{m}_\ell \end{aligned} \quad (4.48)$$

où  $\dot{m}_\ell$  est le débit massique de liquide qui pénètre dans la conduite vapeur. Cette équation est vérifiée tant que  $\alpha_E < 1$ .

#### 4.5.2.3 Bilan d'enthalpie

Le bilan d'enthalpie du fluide contenu dans  $\Omega_{E_v}$  est, en négligeant les effets des pertes visqueuses

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[ \int_{\Omega_\ell} \rho_\ell h_\ell d\omega + \int_{\Omega_v} \rho_v h_v d\omega \right] &= \int_{S_\ell} \rho_\ell h_\ell \vec{v}_\ell \cdot \vec{n}_{\ell,e} ds + \int_{S_v} \rho_v h_v \vec{v}_v \cdot \vec{n}_{v,e} ds \\ &+ \underbrace{\int_{S_{E_{can,\ell}}} \vec{\varphi}_\ell \cdot \vec{n}_{\ell,e} ds}_{\dot{Q}_{E_{can,\ell}}} + \underbrace{\int_{S_{E_{can,v}}} \vec{\varphi}_v \cdot \vec{n}_{v,e} ds}_{\dot{Q}_{E_{can,v}}} \\ &- \underbrace{\int_{S_{cw}} -\lambda_\ell \vec{\nabla} T_\ell \cdot \vec{n}_{cg} ds}_{\dot{Q}_{cw}} \\ &+ \int_{\Omega_\ell} \left( \frac{\partial p_\ell}{\partial t} + \vec{v}_\ell \cdot \vec{\nabla} p_\ell \right) d\omega + \int_{\Omega_v} \left( \frac{\partial p_v}{\partial t} + \vec{v}_v \cdot \vec{\nabla} p_v \right) d\omega \end{aligned}$$

Par hypothèse, en dehors de la mèche, la courbure de l'interface de vaporisation est négligeable dans  $\Omega_{E_v}$ , ce qui implique  $p_\ell = p_v = p$ .

On fera également l'hypothèse que la pression est uniforme dans  $\Omega_{E_v}$ , ce qui implique  $\vec{\nabla} p = 0$ , d'où

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[ \int_{\Omega_{E_v}} \rho_\ell h_\ell (1 - \alpha_E) d\omega + \int_{\Omega_{E_v}} \rho_v h_v \alpha_E d\omega \right] &= -\dot{m}_\ell h_{\ell,out} + \underbrace{\int_{S_v} \rho_v h_v \vec{v}_v \cdot \vec{n}_{v,e} ds}_0 \\ &+ \underbrace{\dot{Q}_{E_{can,\ell}} + \dot{Q}_{E_{can,v}}}_{\dot{Q}_{E_{can}}} \\ &+ \dot{Q}_{cw} + (1 - \alpha_E) \Omega_{E_v} \frac{\partial p}{\partial t} + \alpha_E \Omega_{E_v} \frac{\partial p}{\partial t} \end{aligned}$$

La température et la pression étant uniformes, les enthalpies le sont aussi, d'où

$$\overbrace{\Omega_{E_v} \frac{\partial}{\partial t} [\rho_\ell (1 - \alpha_E) h_\ell + \rho_v \alpha_E h_v]}^{(A)} = -\dot{m}_\ell h_\ell + \dot{Q}_{E_{can}} + \dot{Q}_{cw} + \Omega_{E_v} \frac{\partial p}{\partial t}$$

La charge thermique appliquée à l'évaporateur va simultanément vaporiser le liquide, augmenter la température et la pression des deux phases du fluide (qui restent isothermes par hypothèse).

$$(A) = \Omega_{E_v} \left[ \rho_\ell (1 - \alpha_E) \frac{\partial h_\ell}{\partial t} - \rho_\ell h_\ell \frac{\partial \alpha_E}{\partial t} + \rho_v \alpha_E \frac{\partial h_v}{\partial t} + h_v \frac{\partial}{\partial t} (\rho_v \alpha_E) \right]$$

Faisons apparaître le bilan de matière (4.48)

$$\Omega_{E_v} \left[ -\rho_\ell \frac{\partial \alpha_E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} (\rho_v \alpha_E) \right] = -\dot{m}_\ell$$

dans

$$\begin{aligned} (A) &= \Omega_{E_v} \left\{ \rho_\ell (1 - \alpha_E) \frac{\partial h_\ell}{\partial t} + \rho_v \alpha_E \frac{\partial h_v}{\partial t} + h_\ell \overbrace{\left[ -\rho_\ell \frac{\partial \alpha_E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} (\rho_v \alpha_E) \right]}^{-\frac{\dot{m}_\ell}{\Omega_{E_v}}} \right. \\ &\quad \left. - h_\ell \frac{\partial}{\partial t} (\rho_v \alpha_E) + h_v \frac{\partial}{\partial t} (\rho_v \alpha_E) \right\} \\ &= \Omega_{E_v} \left[ \rho_\ell (1 - \alpha_E) \frac{\partial h_\ell}{\partial t} + \rho_v \alpha_E \frac{\partial h_v}{\partial t} + \overbrace{(h_v - h_\ell)}^{\ell_v} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_v \alpha_E) \right] - \dot{m}_\ell h_\ell \\ &= \Omega_{E_v} \left[ \rho_\ell (1 - \alpha_E) \frac{\partial h_\ell}{\partial t} + \rho_v \alpha_E \frac{\partial h_v}{\partial t} + \ell_v \frac{\partial}{\partial t} (\rho_v \alpha_E) \right] - \dot{m}_\ell h_\ell \end{aligned}$$

L'équation de bilan d'enthalpie devient

$$\Omega_{E_v} \left[ \rho_\ell (1 - \alpha_E) \frac{\partial h_\ell}{\partial t} + \rho_v \alpha_E \frac{\partial h_v}{\partial t} + \ell_v \frac{\partial}{\partial t} (\rho_v \alpha_E) \right] = \dot{Q}_{E_{can}} + \dot{Q}_{cw} + \Omega_{E_v} \frac{\partial p}{\partial t}$$

**Remarque :** effectuons le bilan de masse de la zone vapeur

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_v} \rho_v d\omega = \oint_{\Sigma_v} \rho_v \vec{v}_v \cdot \vec{n}_{v,e} ds = \int_{S_*} \rho_v \vec{v}_v \cdot \vec{n}_{v,e} ds$$

L'interface de vaporisation étant sans épaisseur

$$\int_{S_*} \rho_\ell \vec{v}_\ell \cdot \vec{n}_{\ell,e} ds + \int_{S_*} \rho_v \vec{v}_v \cdot \vec{n}_{v,e} ds = 0 \quad \Rightarrow \quad \int_{S_*} \rho_v \vec{v}_v \cdot \vec{n}_{v,e} ds = - \int_{S_*} \rho_\ell \vec{v}_\ell \cdot \vec{n}_{\ell,e} ds = \dot{m}_*$$

d'où

$$\Omega_{E_v} \frac{\partial}{\partial t} (\rho_v \alpha_E) = \dot{m}_* \quad (4.49)$$

On voit que le terme

$$\ell_v \frac{\partial}{\partial t} (\rho_v \alpha_E) = \frac{\dot{m}_*}{\Omega_{E_v}}$$

provient de la vaporisation du liquide. Le bilan d'enthalpie peut s'écrire

$$\Omega_{E_v} \left[ \rho_\ell (1 - \alpha_E) \frac{\partial h_\ell}{\partial t} + \rho_v \alpha_E \frac{\partial h_v}{\partial t} \right] = \dot{Q}_{E_{can}} + \dot{Q}_{cw} - \dot{m}_* \ell_v + \Omega_{E_v} \frac{\partial p}{\partial t}$$

Sachant que

$$dh = c_p dT + \frac{1}{\rho} (1 - \beta T) dp$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \frac{\partial h_\ell}{\partial t} = c_{p\ell} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{\rho_\ell} \frac{\partial p}{\partial t} & \text{avec } \beta_\ell = 0 \\ \frac{\partial h_v}{\partial t} = c_{pv} \frac{\partial T}{\partial t} & \text{avec } \beta_v = \frac{1}{T} \text{ (gaz parfait)} \end{cases}$$

d'où

$$\Omega_{E_v} \left\{ \rho_\ell (1 - \alpha_E) \left[ c_{p\ell} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{1}{\rho_\ell} \frac{\partial p}{\partial t} \right] + \rho_v \alpha_E c_{pv} \frac{\partial T}{\partial t} + \ell_v \frac{\partial}{\partial t} (\rho_v \alpha_E) \right\} = \dot{Q}_{E_{can}} + \dot{Q}_{cw} + \Omega_{E_v} \frac{\partial p}{\partial t}$$

$$\Leftrightarrow [\rho_\ell (1 - \alpha_E) c_{p\ell} + \rho_v \alpha_E c_{pv}] \frac{\partial T}{\partial t} + \ell_v \frac{\partial}{\partial t} (\rho_v \alpha_E) = \frac{\dot{Q}_{E_{can}} + \dot{Q}_{cw}}{\Omega_{E_v}} + \alpha_E \frac{\partial p}{\partial t}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_{sat} \frac{\partial T}{\partial t}$$

$$\Rightarrow \left[ \rho_\ell (1 - \alpha_E) c_{p\ell} + \rho_v \alpha_E c_{pv} - \alpha_E \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_{sat} \right] \frac{\partial T}{\partial t} + \ell_v \frac{\partial}{\partial t} (\rho_v \alpha_E) = \frac{\dot{Q}_{E_{can}} + \dot{Q}_{cw}}{\Omega_{E_v}}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_v \alpha_E) = \rho_v \frac{\partial \alpha_E}{\partial t} + \alpha_E \frac{\partial \rho_v}{\partial t}$$

Si la vapeur se comporte comme un gaz parfait

$$\rho_v = \frac{p}{rT}$$

d'où

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t} = \left[ \frac{1}{rT} \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_{sat} - \frac{p_{sat}}{rT^2} \right] \frac{\partial T}{\partial t}$$

et

$$\left[ \rho_\ell (1 - \alpha_E) c_{p\ell} + \rho_v \alpha_E c_{pv} - \alpha_E \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_{sat} \right] \frac{\partial T}{\partial t} + \ell_v \rho_v \frac{\partial \alpha_E}{\partial t} + \ell_v \alpha_E \frac{\partial \rho_v}{\partial t} = \frac{\dot{Q}_{E_{can}} + \dot{Q}_{cw}}{\Omega_{E_v}}$$

$$\Leftrightarrow \left\{ \rho_\ell (1 - \alpha_E) c_{p\ell} + \rho_v \alpha_E c_{pv} + \alpha_E \left[ \left( \frac{\ell_v}{rT} - 1 \right) \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_{sat} - \frac{\ell_v p_{sat}}{rT^2} \right] \right\} \frac{\partial T}{\partial t} + \ell_v \rho_v \frac{\partial \alpha_E}{\partial t} = \frac{\dot{Q}_{E_{can}} + \dot{Q}_{cw}}{\Omega_{E_v}}$$

Ces équations de bilans peuvent nous fournir les deux équations d'évolution de la température et du taux d'occupation de la vapeur

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\dot{Q}_{E_{c\text{can}}} + \dot{Q}_{cw} - \frac{\rho_v}{\rho_\ell - \rho_v} \dot{m}_\ell \ell_v}{\Omega_{E_v} \left\{ \rho_\ell (1 - \alpha_E) c_{p_\ell} + \rho_v \alpha_E c_{p_v} + \alpha_E \left[ \left( \frac{\rho_\ell}{\rho_\ell - \rho_v} \frac{\ell_v}{rT} - 1 \right) \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_{sat} - \frac{\ell_v p_{sat}}{rT^2} \frac{\rho_\ell}{\rho_\ell - \rho_v} \right] \right\}} \quad (4.50)$$

et

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha_E}{\partial t} &= \frac{1}{\rho_\ell - \rho_v} \left\{ \frac{\dot{m}_\ell}{\Omega_{E_v}} + \alpha_E \left[ \frac{1}{rT} \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_{sat} - \frac{p_{sat}}{rT^2} \right] \frac{\partial T}{\partial t} \right\} \\ &= \frac{1}{\Omega_{E_v} (\rho_\ell - \rho_v)} \left\{ \dot{m}_\ell + \frac{\alpha_E \left[ \frac{1}{rT} \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_{sat} - \frac{p_{sat}}{rT^2} \right] \left( \dot{Q}_{E_{c\text{can}}} + \dot{Q}_{cw} - \frac{\rho_v}{\rho_\ell - \rho_v} \dot{m}_\ell \ell_v \right)}{\rho_\ell (1 - \alpha_E) c_{p_\ell} + \rho_v \alpha_E c_{p_v} + \alpha_E \left[ \left( \frac{\rho_\ell}{\rho_\ell - \rho_v} \frac{\ell_v}{rT} - 1 \right) \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_{sat} - \frac{\ell_v p_{sat}}{rT^2} \frac{\rho_\ell}{\rho_\ell - \rho_v} \right]} \right\} \end{aligned} \quad (4.51)$$

On peut en déduire le débit massique vaporisé

$$\dot{m}_* = \frac{1}{\rho_\ell - \rho_v} \left\{ \rho_v \dot{m}_\ell + \frac{\rho_\ell \frac{\alpha_E}{rT} \left[ \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_{sat} - \frac{p_{sat}}{T} \right] \left( \dot{Q}_{E_{c\text{can}}} + \dot{Q}_{cw} - \frac{\rho_v}{\rho_\ell - \rho_v} \dot{m}_\ell \ell_v \right)}{\rho_\ell (1 - \alpha_E) c_{p_\ell} + \rho_v \alpha_E c_{p_v} + \alpha_E \left[ \left( \frac{\rho_\ell}{\rho_\ell - \rho_v} \frac{\ell_v}{rT} - 1 \right) \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_{sat} - \frac{\ell_v p_{sat}}{rT^2} \frac{\rho_\ell}{\rho_\ell - \rho_v} \right]} \right\} \quad (4.52)$$

## 4.6 Conclusion

Ce chapitre présente un modèle global instationnaire d'une boucle de type de CPLIP. Le modèle de chaque élément constitutif de la CPLIP est développé séparément. Le modèle instationnaire d'évaporateur, détaillé au chapitre précédent, est couplé au modèle du reste de la boucle. Le modèle global qui en résulte permet de décrire, en régime transitoire, l'ensemble des phénomènes physiques qui se développent dans tous les éléments de la boucle, y compris les transferts de masse et de chaleur dans le milieu poreux contenu dans l'évaporateur.

Enfin, un modèle de la phase de démarrage est proposé. Cette phase couvre la période qui débute lors de l'application de la charge thermique sur l'évaporateur, la vidange des cannelures et la poussée du liquide dans la conduite vapeur jusqu'à l'installation de interface liquide/vapeur dans le condenseur.



# Chapitre 5

## Résultats du modèle global de la CPLIP

Ce chapitre présente les résultats du modèle thermodynamique global de l'évaporateur couplé au reste de boucle. A notre connaissance, ce modèle global est le premier à décrire en régime transitoire l'ensemble des phénomènes physiques qui se développent dans tous les éléments de la boucle, y compris le changement de phase dans le milieu poreux contenu dans l'évaporateur.

La première partie de ce chapitre consiste à valider ce modèle transitoire par une confrontation avec quelques résultats expérimentaux, principalement issus des travaux de Lossouarn [7], qui a travaillé sur le dispositif expérimental de Alstom.

Nous analyserons ensuite le comportement global de la CPLIP lors du démarrage. Enfin, nous étudierons l'impact de la charge thermique, de la température de la source froide et de la température de consigne imposée au réservoir sur le comportement de la boucle en général et l'évaporateur en particulier.

### 5.1 Co-simulation et validation du modèle

#### 5.1.1 Co-simulation entre Simplorer et Freefem++

Comme nous l'avons dit précédemment, les boucles diphasiques sont utilisées par Alstom Transport pour refroidir les composants électroniques de puissance. Les modèles des composants électroniques de puissance sont aujourd'hui implémentés dans le logiciel SIMPLORER, logiciel multi-domaines de plus en plus employé dans l'industrie. Utilisé pour la conception, la modélisation, l'analyse et l'optimisation des systèmes hautes performances, il permet d'effectuer des simulations de conceptions électroniques, thermiques, électromécaniques et hydrauliques. Il offre également l'intérêt de pouvoir traiter des modèles écrits sous différents langages informatiques (C, SML, VHDL-AMS).

L'approche "multi-physique" est un aspect que l'industrie cherche aujourd'hui à développer parce qu'elle facilite les collaborations entre les équipes et améliore l'efficacité globale d'une étude. Dans cette optique, il était donc important pour Alstom de modéliser la boucle dans Simplorer, déjà largement employé au sein de ses départements d'étude, ou de coupler dynamiquement les modèles écrits dans d'autres logiciels avec Simplorer.

Le principal inconvénient de la version actuelle de Simplorer est qu'elle ne permet pas de faire des discrétisations spatiales, interdisant donc la résolution des équations différentielles spatiales. Il n'était donc pas concevable d'élaborer dans Simplorer un modèle instationnaire performant de l'évaporateur de la CPLIP, qui nécessite un maillage fin du corps poreux pour décrire le comportement de l'interface de vaporisation qu'il contient. Le modèle du reste

de la boucle, à condition qu'il ne nécessite pas de maillages importants, peut par contre parfaitement être modélisé dans Simplorer. N. Blet [10], au cours de son stage à Alstom en 2011, a d'ailleurs réalisé un modèle instationnaire de l'ensemble de la boucle, mais avec un évaporateur simpliste comprenant une mèche saturée de liquide.

La co-simulation est une technique qui consiste à simuler conjointement plusieurs modèles, chacun des modèles étant décrit dans un logiciel qui lui est propre. Deux modèles de synchronisation sont mis en place, un modèle maître esclave et un modèle distribué [46].

L'objectif initialement visé était d'élaborer la co-simulation entre l'évaporateur de la CPLIP, modélisé dans Freefem++, et le système constitué du reste de la boucle et de l'électronique de puissance connecté à l'évaporateur élaboré dans Simplorer.

La co-simulation est un processus difficile à réaliser, qui a nécessité beaucoup plus de temps et d'énergie que prévu pour aboutir.

Dans un premier temps, nous avons utilisé le langage VBScript pour créer une passerelle de communication entre les deux logiciels. Mais il est apparu, après des longues discussions avec les développeurs d'Ansys, que cette solution ne permettait pas la mise à jour des paramètres dans Simplorer à chaque pas de temps.

Une autre solution a alors été envisagée et réalisée au sein d'Alstom Transport<sup>1</sup>, qui consistait à créer une interface de communication à base de sockets. Les sockets mettent en jeu un mode de communication bas niveau qui existe sur tous les systèmes d'exploitation. C'est le protocole TCP/IP qui est utilisé pour faire communiquer plusieurs processus.

Pour ne pas rester bloqué par des problèmes informatiques, le choix a été fait de développer un modèle instationnaire de la totalité de la boucle dans Freefem++, logiciel libre écrit en C++ qui permet de résoudre des équations aux dérivées partielles définies sur des domaines bi ou tri-dimensionnels par des méthodes de type éléments finis. L'un des atouts de Freefem++ réside dans sa capacité à générer très simplement des maillages pour des problèmes en 2D ou 3D, ce qui nous a permis de mailler finement l'évaporateur et les conduites liquides.

Avec cette optique, les composants électroniques de puissance et la boucle diphasique à pompage capillaire CPLIP sont respectivement modélisés sous Simplorer et sous Freefem++, ces deux modèles étant couplés par un outil de co-simulation dynamique qui a été finalement développé pour assurer l'échange mutuel dynamique de données entre les deux logiciels.

Dans notre cas, les données physiques échangées entre les modules d'électronique de puissance et la boucle sont dans un sens la puissance dissipée par les composants électroniques et, dans l'autre sens, la température de la surface extérieure de l'évaporateur, à laquelle ces composants sont connectés.

### 5.1.2 Validation du modèle

Les résultats numériques fournis par notre modèle vont être comparés à quelques résultats expérimentaux obtenus par Lossouarn [7] pour deux essais :

- une succession de paliers de puissance croissants appliqués uniformément sur l'évaporateur ;
- une succession de variations de puissance sévères imposées à l'évaporateur, similaire à un cycle thermique de traction rencontré dans l'industrie ferroviaire.

---

1. Au cours d'un travail réalisé avec Teeka Tantavichit

Les scénarios des variations temporelles de puissance de ces deux essais ont été implémentés sous Simplorer, qui dialogue ensuite avec Freefem++ par co-simulation ; la comparaison avec les résultats expérimentaux a aussi permis de valider l'outil de co-simulation qui a été développé.

Les mesures expérimentales n'étant pas intrusives (à part une mesure de pression dans le réservoir), la validation du modèle ne peut consister qu'en la comparaison avec quelques températures mesurées par des thermocouples sur les parois solides externes.

### 5.1.2.1 Échelons de puissance

Commençons par étudier la réponse de la boucle lorsqu'elle est soumise à des paliers de puissance. Un créneau de puissance, évoluant entre  $400\text{ W}$  et  $1000\text{ W}$  par créneaux ascendants de  $200\text{ W}$  est appliqué sur le bâti métallique de l'évaporateur. La température de consigne imposée au réservoir est  $T_R = 80^\circ\text{C}$ , la température de source froide en contact avec le condenseur est  $T_{SF} = 40^\circ\text{C}$  et la température ambiante est fixée à  $T_a = 25^\circ\text{C}$ .

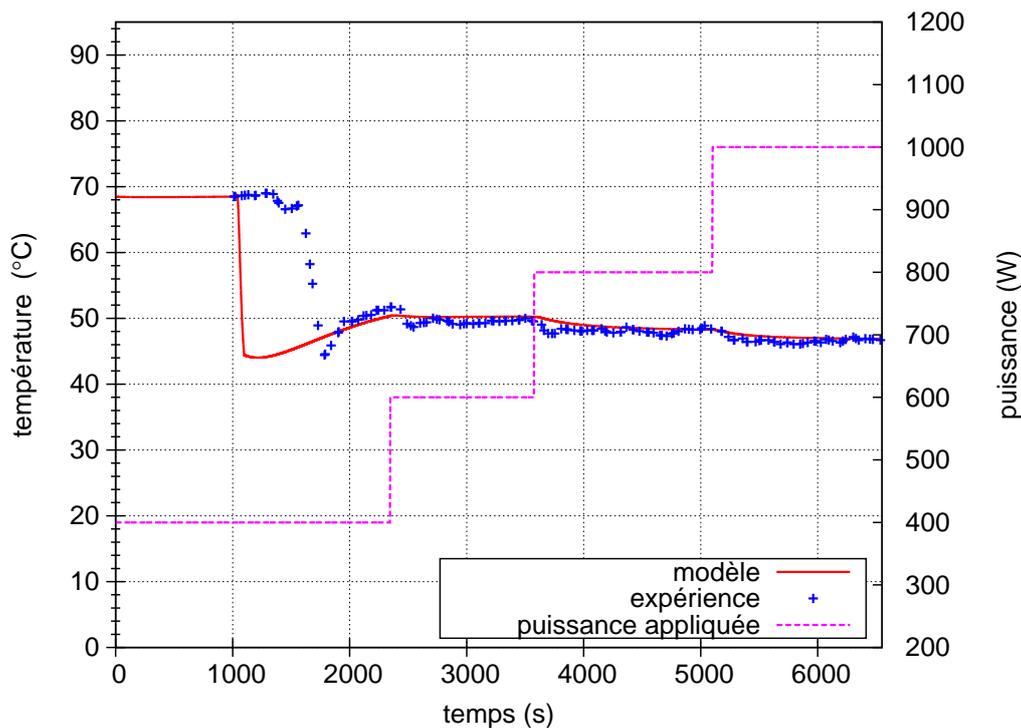


FIGURE 5.1: évolution de température de la paroi de la partie basse du réservoir.

La figure 5.1 présente les évolutions temporelles de la température de paroi de la partie basse du réservoir, mesurée expérimentalement et calculée par notre modèle. La première remarque que l'on peut faire est que l'amorçage de la boucle calculé par le modèle s'effectue plus tôt que dans la réalité, ce qui provient principalement des hypothèses suivantes prises en compte dans le modèle :

- le temps nécessaire au conditionnement initial du réservoir n'est pas pris en compte dans notre modèle : à l'instant initial, la température du réservoir est déjà fixée à  $80^\circ\text{C}$  ;
- les cannelures sont supposées initialement remplies de vapeur : le temps pris pour vider les cannelures de liquide au cours du démarrage n'est pas pris en compte ;

- la présence des sites de nucléation entraîne selon les travaux expérimentaux de D. Los-souarn une surchauffe de  $10^{\circ}\text{C}$  par rapport à la température de saturation; ces sites de nucléation ne sont pas pris en compte dans notre modèle.

En dehors de ce décalage, le modèle donne une bonne estimation de l'évolution de la température de la partie basse du réservoir pendant la phase de démarrage. Il prévoit en effet correctement le choc thermique expérimentalement constaté juste après l'amorçage de la boucle (la différence entre les températures mesurée et calculée est inférieure à  $1\text{ K}$ ).

Le comportement de la boucle est également bien décrit pendant les phases stationnaires, l'écart entre les températures expérimentale et théorique étant inférieur à  $0,5\text{ K}$ .

Nous intéressons maintenant à la température de la paroi de la surface extérieure de la culasse de l'évaporateur, qui est la température de la surface de contact avec le composant d'électronique de puissance que l'on veut refroidir.

La figure 5.2 présente l'évolution de cette température pour le même palier d'évolution de la puissance appliquée. Le modèle calcule une évolution tout à fait correcte de la température de cette culasse.

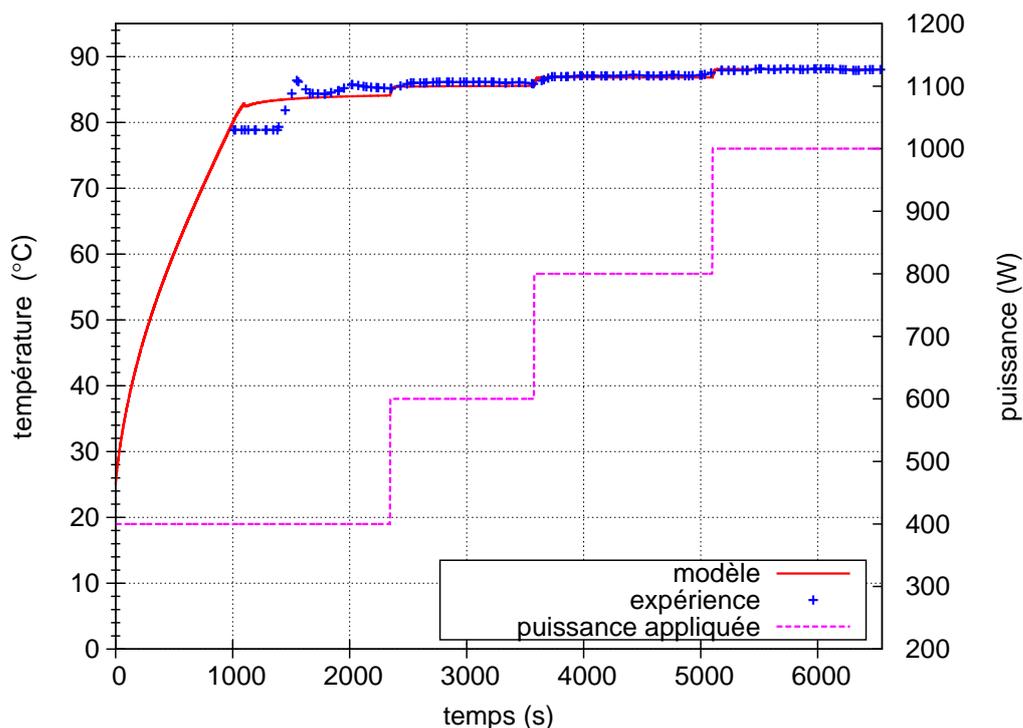


FIGURE 5.2: température de la surface extérieure de la paroi de la culasse.

### 5.1.2.2 cycle de traction

La comparaison concerne cette fois un cycle de traction caractéristique de ce qui peut être rencontré dans l'industrie ferroviaire. Le cycle thermique est composé principalement d'une phase d'accélération, où la contrainte thermique est maximale, suivie d'une phase de freinage durant laquelle la puissance est à peu près 35% de la contrainte maximale, puis d'une phase d'arrêt pendant laquelle la puissance dissipée est nulle.

Comme le précise D. Lossouarn, les résultats expérimentaux sont obtenus à la suite d'un test préalable qui ne permet pas de connaître l'état exact de la boucle au début de ce cycle de traction. La comparaison ne peut donc se limiter qu'à une analyse qualitative du comportement global de la boucle suite à l'application de ces variations sévères de la puissance appliquée.

La puissance maximale atteinte au cours de cycle est de  $5,2 \text{ kW}$ . La température de consigne imposée à la partie haute du réservoir et la température de la source froide sont toujours respectivement  $T_R = 80^\circ\text{C}$  et  $T_{SF} = 40^\circ\text{C}$ .

Les températures mesurées par D. Lossouarn sont la température  $T_{bati}$  de la surface extérieure de la culasse de l'évaporateur qui subit la charge thermique, la température  $T_{CR}$  au milieu de la conduite liquide qui relie le condenseur au réservoir et la température  $T_{RE}$  au milieu de la conduite liquide qui relie le réservoir à l'évaporateur.

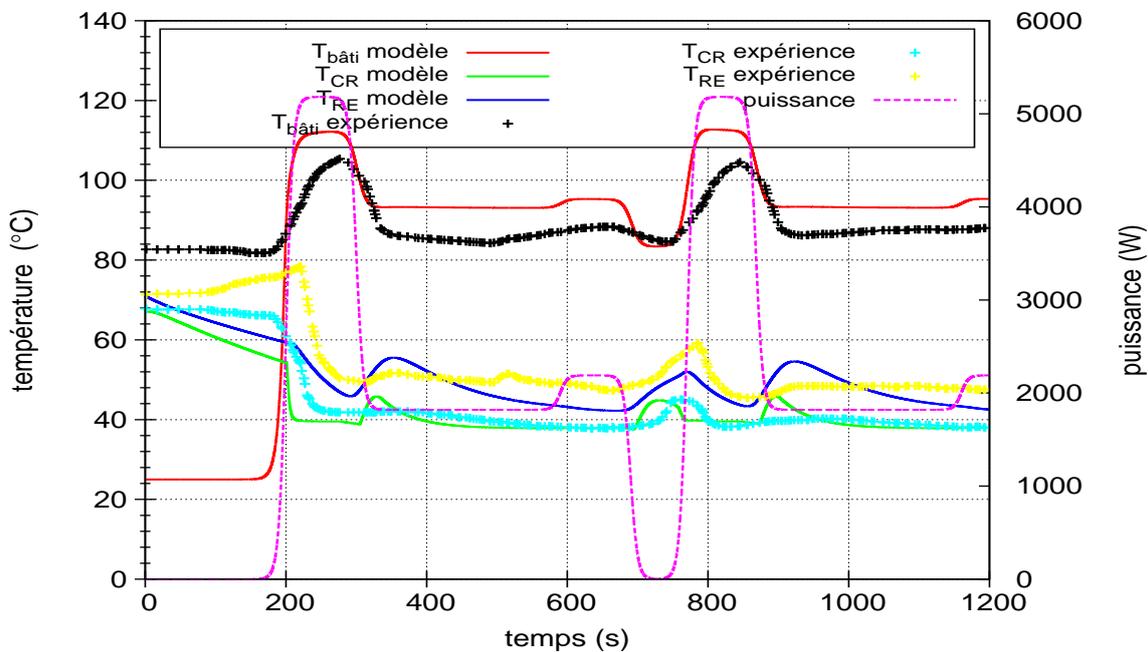


FIGURE 5.3: évolution des températures au cours du cycle de traction.

Les comparaisons entre les résultats expérimentaux et ceux issus du modèle sont présentés sur la figure 5.3.

Le modèle décrit de manière globalement satisfaisante le comportement de la boucle, ce qui est un résultat intéressant vu les contraintes rencontrées pour estimer les conditions initiales de la boucle. On observe néanmoins un écart de l'ordre de  $4^\circ\text{C}$  lorsque la puissance appliquée est de  $5200 \text{ W}$ . Cette différence peut être due, outre à l'incertitude de mesure des thermocouples, à plusieurs autres causes : aux échanges convectifs entre les éléments chauffants et la culasse de l'évaporateur avec l'ambiance extérieure, non pris en compte dans le modèle parce qu'impossible à estimer avec les données à notre disposition, à la description de l'échange convectif entre le bâti métallique et la vapeur contenue dans les cannelures, ou encore au fait que la température dans les cannelures est supposée constante dans ce modèle. L'évolution des valeurs numériques des températures de la paroi des deux conduites de liquide est en bon accord avec les valeurs expérimentales. Cependant, le modèle prévoit des pics de ces deux températures lors de la diminution de la puissance appliquée. Ces pics, qui ne sont

pas observés expérimentalement, sont principalement dus à la surestimation de l'undershoot de débit massique de liquide à la sortie du condenseur calculé par notre modèle.

## 5.2 Démarrage de la CPLIP

L'objet de cette étude est d'analyser le démarrage de la CPLIP, qui est une phase critique pour le fonctionnement d'une boucle. Le démarrage couvre la période du début de l'application de la charge thermique sur l'évaporateur jusqu'à l'établissement d'une interface liquide/vapeur dans le condenseur.

### 5.2.1 Vidange de la conduite vapeur

Dans la réalité, avant application de la charge thermique, tous les éléments de la boucle sont saturés en liquide, sauf le réservoir de contrôle qui contient toujours le fluide sous ses deux phases. Dans cette étude, on supposera au démarrage que les cannelures sont saturées en vapeur.

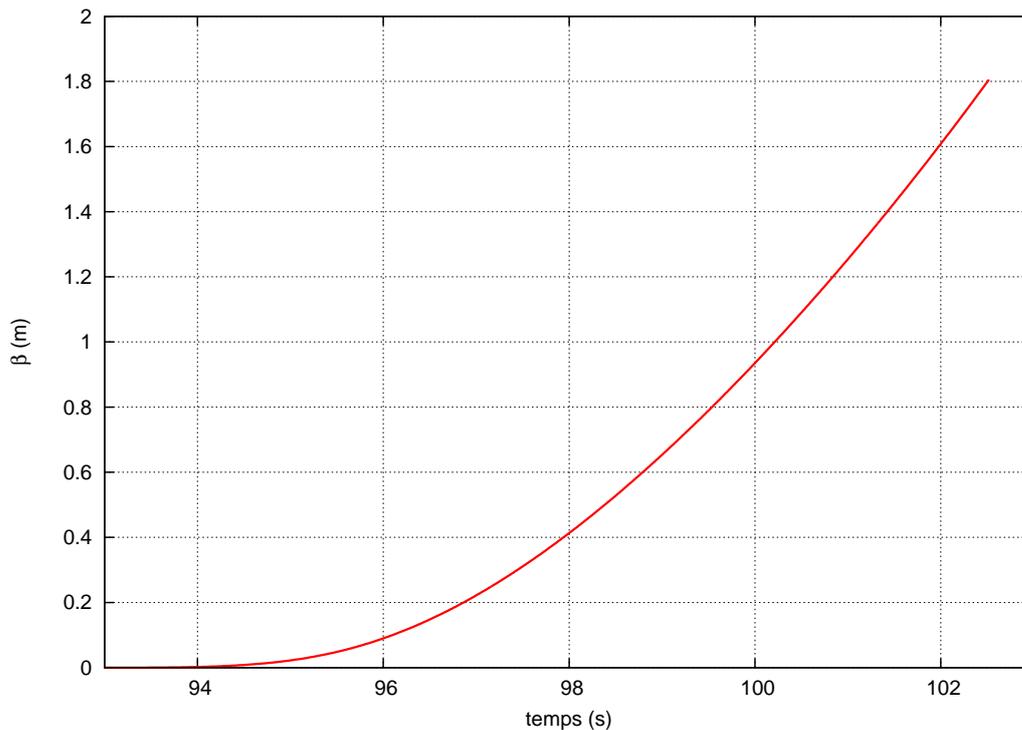


FIGURE 5.4: position du piston vapeur dans la conduite vapeur pour une puissance appliquée de 400 W.

En accord avec le modèle présenté au §4.2.1, on fait l'hypothèse que la vapeur produite dans l'évaporateur forme un piston de vapeur qui pousse le liquide contenu dans la conduite jusqu'à l'entrée du condenseur.

La conduite vapeur étant supposée adiabatique, la vapeur ne peut s'y condenser.

La vidange de la conduite vapeur, initialement saturée en liquide, dépend du débit massique de vapeur à la sortie de l'évaporateur et donc de la charge thermique appliquée.

La figure 5.4 montre l'évolution de la position  $\beta$  du piston de vapeur dans la conduite vapeur pour une puissance de 400 W. Pour la puissance considérée, le temps nécessaire pour pousser

le liquide contenu dans la conduite vapeur jusqu'au condenseur est de l'ordre de 9 secondes. L'origine des temps correspond au début de l'application de la charge thermique.

La figure 5.5 présente l'évolution du piston vapeur dans la conduite vapeur pour différentes puissances appliquées sur l'évaporateur. Le déclenchement de la vaporisation dans la mèche et la vidange de la conduite vapeur prennent d'autant plus de temps que les puissances appliquées sont faibles.

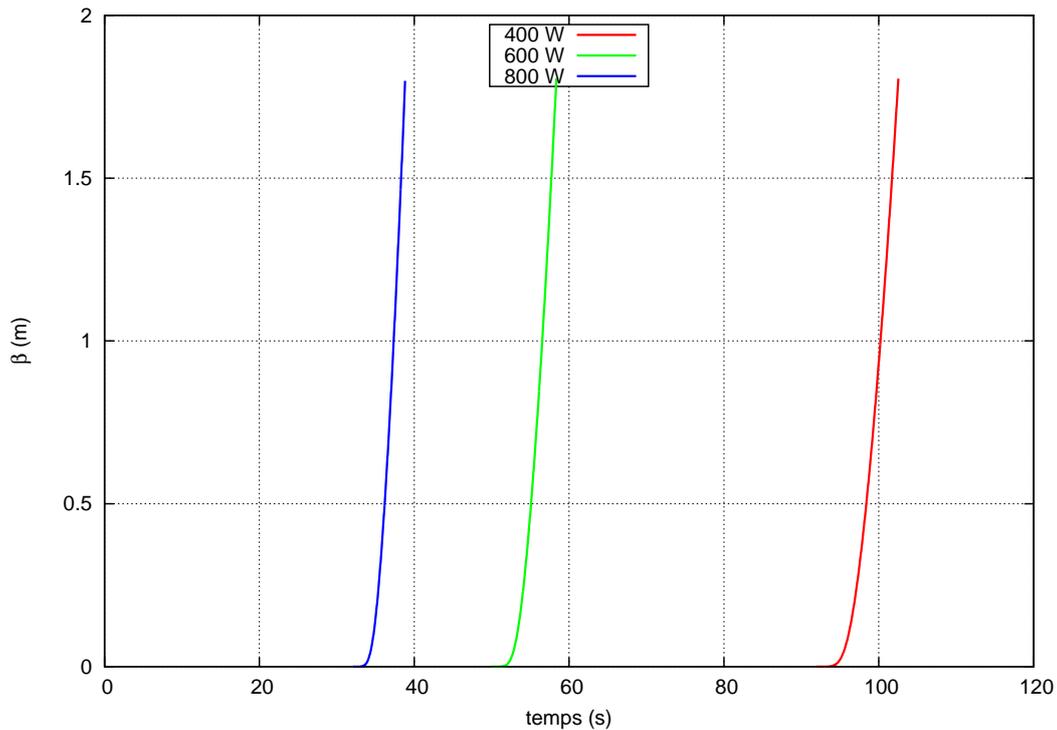


FIGURE 5.5: position du piston vapeur dans la conduite vapeur pour différentes puissances appliquées.

### 5.2.2 Evolution des débits

L'évolution du débit massique de liquide dans la conduite liquide qui relie le condenseur au réservoir est présentée dans la figure 5.6. Tant que le piston de vapeur pousse le liquide vers le condenseur, il y a, en dehors de l'évaporateur, conservation du débit volumique du fluide dans la boucle. Pendant cette période de démarrage, le débit massique de liquide est donc très important et entraîne de fortes pertes de charge visqueuses. On constate que ce débit augmente au cours du temps pour atteindre une valeur de  $0,035 \text{ kg s}^{-1}$  lorsque la vapeur commence à pénétrer dans le condenseur.

C'est le liquide froid délivré par le condenseur qui entraîne la baisse de température dans la boucle.

Étant donné que les phases liquide et vapeur circulent avec la même vitesse dans la conduite vapeur, le débit massique de liquide est beaucoup plus important que le débit massique de vapeur (ces derniers étant dans le rapport  $\rho_\ell/\rho_v$ ).

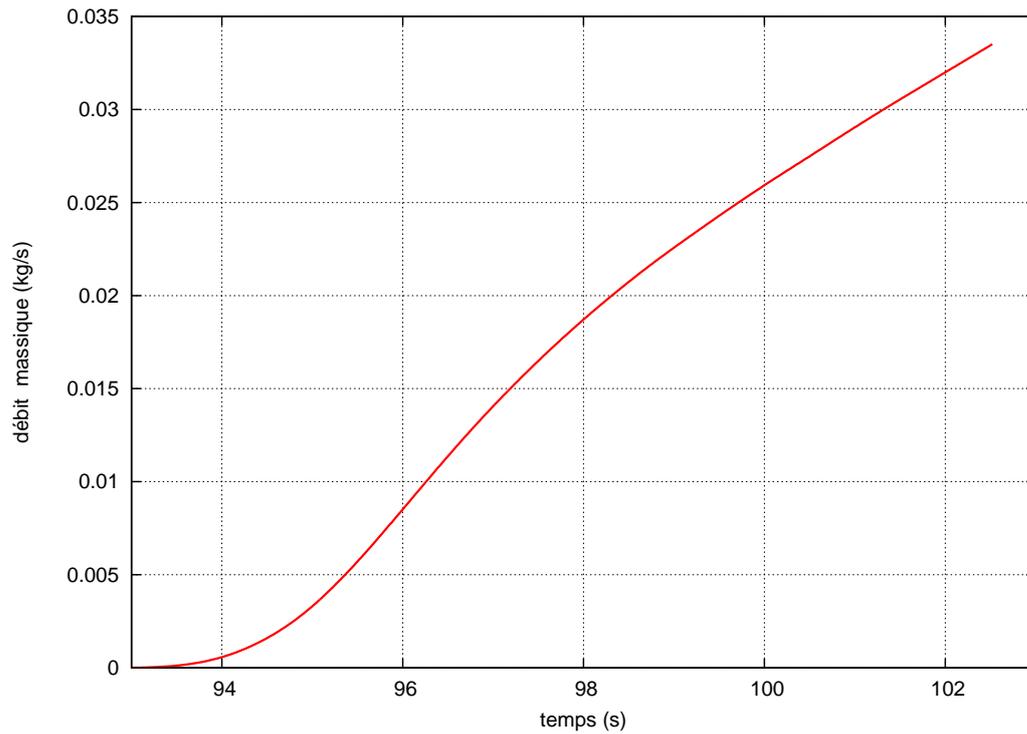


FIGURE 5.6: débit massique du liquide à la sortie du condenseur pour une puissance de 400  $W$ .

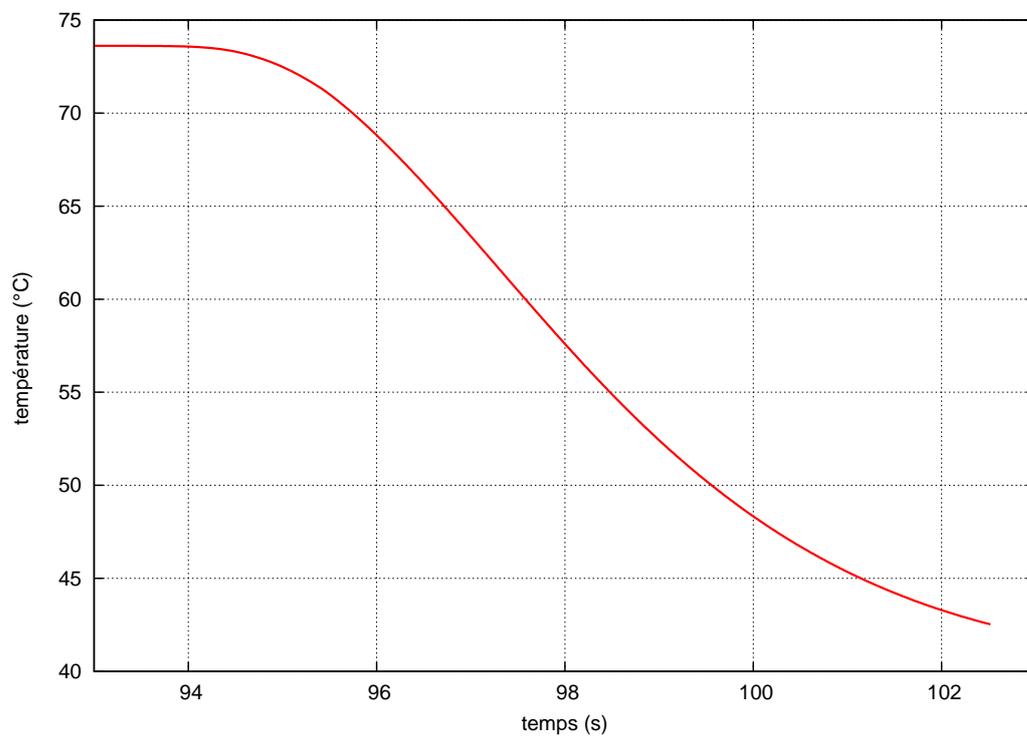


FIGURE 5.7: température dans la partie basse du réservoir pour une puissance de 400  $W$ .

### 5.2.3 Evolution des températures

Bien que la température soit maintenue constante dans la partie haute du réservoir (égale à la température de consigne  $T_R$ ), le démarrage entraîne une forte diminution de la température

du liquide dans la partie basse de ce réservoir, comme on peut le constater sur la figure 5.7. Ce phénomène physique est appelé "choc thermique". Il est provoqué par l'arrivée du liquide sous-refroidi délivré par le condenseur, avec un débit important pendant le démarrage comme on l'a dit précédemment. Cette baisse est de l'ordre de  $28\text{ K}$  lorsque la puissance appliquée à l'évaporateur est de  $400\text{ W}$ .

### 5.2.4 Pertes de charges

La figure 5.8 présente les pertes de charge gravitaires, régulières et singulières dans la boucle. Outre la chute de température dans le réservoir, l'importance du débit massique du liquide à la sortie du condenseur impose des pertes de charges visqueuses très élevées pendant la phase de démarrage puisque la vapeur doit pousser toute la quantité de liquide présente dans la conduite vapeur vers le réservoir. Les pertes de charge globales peuvent dans certains cas dépasser la pression capillaire et provoquer le désamorçage de la boucle. Au cours du démarrage, ce sont les pertes de charge visqueuses dans la conduite liquide qui sont les plus importantes.

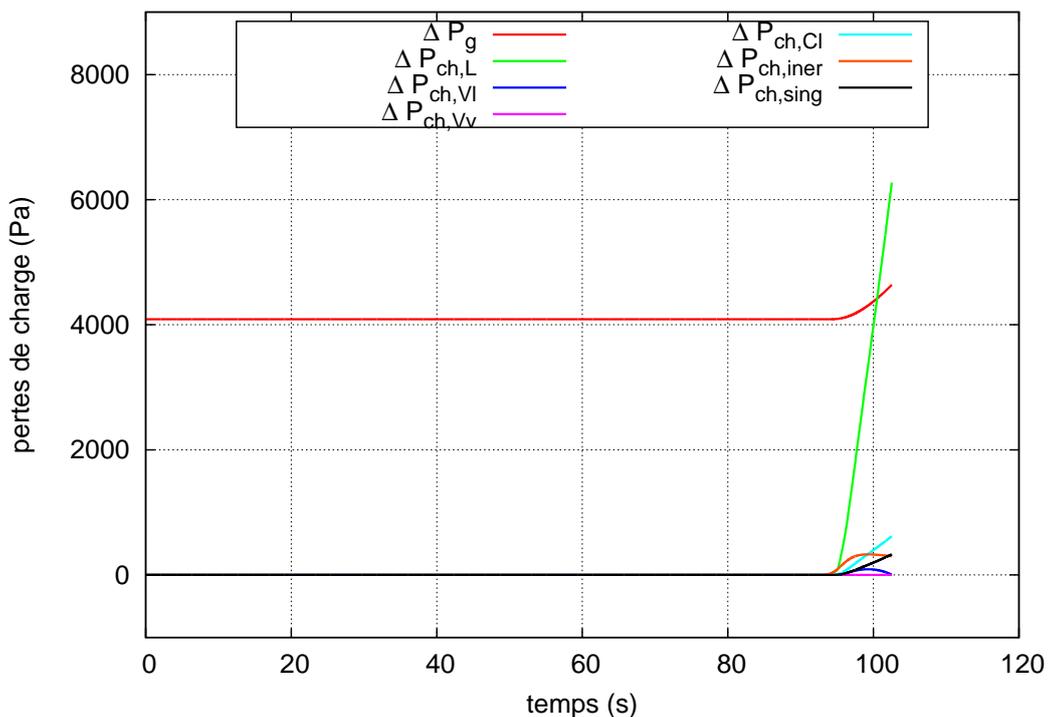


FIGURE 5.8: pertes de charge visqueuses et singulières dans la boucle pendant le démarrage pour une puissance de  $400\text{ W}$ .

## 5.3 Comportement de la boucle après le démarrage

Ce paragraphe est composé de trois grandes parties. La première concernera l'étude de l'influence d'un créneau de puissance appliquée à la culasse de l'évaporateur sur le comportement de la boucle. Dans la seconde, nous analyserons l'influence d'une variation de la température de la source froide en contact avec le condenseur sur le fonctionnement de la boucle

et de l'évaporateur. Finalement, nous nous intéresserons à la réponse de la boucle et de l'évaporateur à une variation de la température de consigne.

### 5.3.1 Influence d'un créneau de puissance sur le fonctionnement de la boucle

#### 5.3.1.1 Variation de la puissance appliquée

La variation de puissance appliquée sur la culasse de l'évaporateur est représentée sur la figure 5.9. La température de la source froide est fixée à  $40\text{ }^{\circ}\text{C}$ , la température de consigne étant maintenue à  $80\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

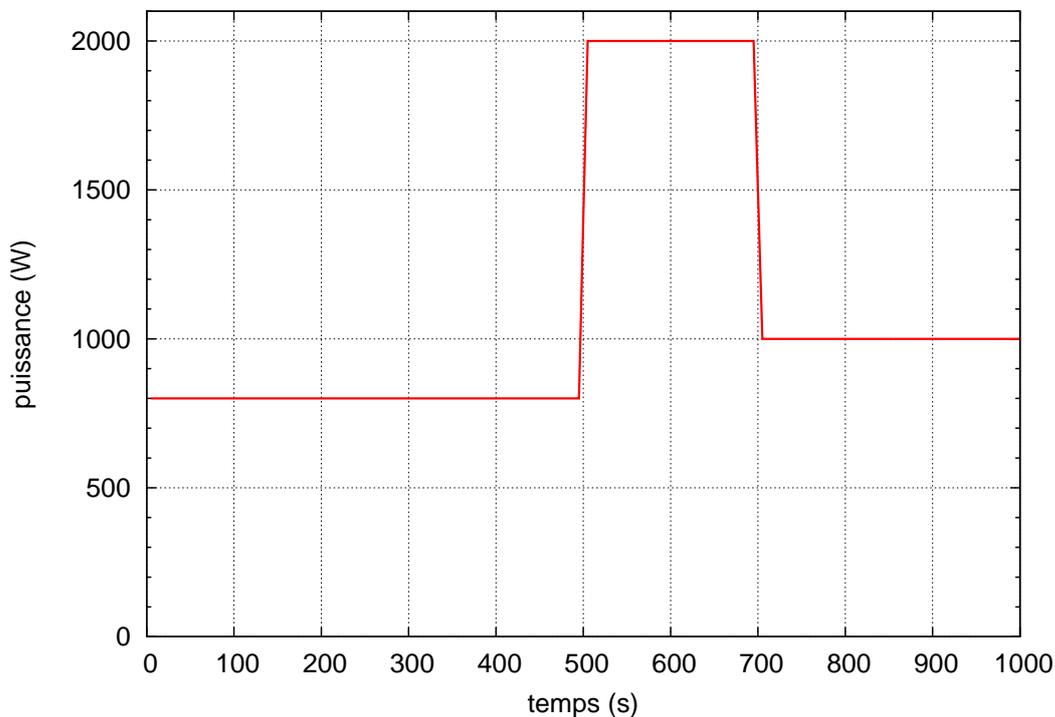


FIGURE 5.9: variation de puissance appliquée à l'évaporateur.

#### 5.3.1.2 Débits massiques

La figure 5.10 montre l'évolution des débits massiques intervenant dans la dynamique hydraulique de la boucle en réponse à des échelons de puissance montant et descendant.

En réponse à un échelon de puissance montant, le débit massique de vapeur augmente rapidement à la sortie de l'évaporateur. Cette augmentation provoque un "overshoot" de débit liquide à la sortie du condenseur ; en cela, le modèle reproduit ce qui est observé expérimentalement ([13],[18], [45]).

L'application d'un échelon de puissance descendant provoque une diminution des débits massiques du liquide et de la vapeur. Un "undershoot" de débit massique de liquide à la sortie du condenseur est cette fois observé, avec une amplitude telle que ce débit s'inverse pendant un court moment. La rapidité de ces variations de débits montrent la capacité du condenseur à s'adapter aux variations de puissance.

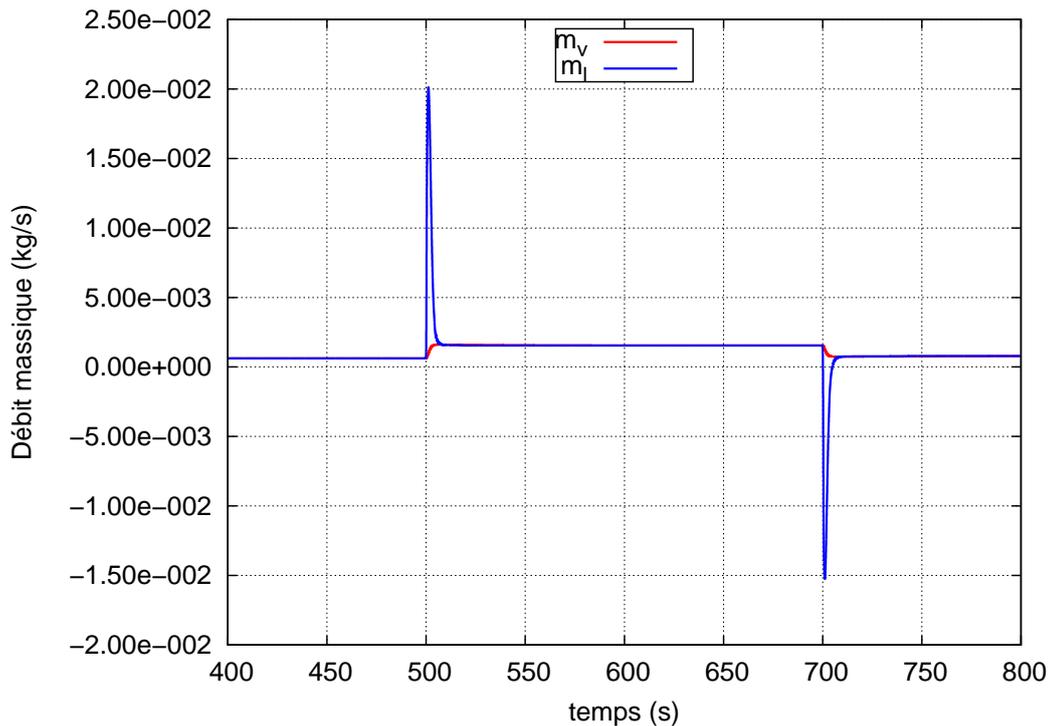


FIGURE 5.10: évolution des débits massiques liquide et vapeur.

### 5.3.1.3 Longueur diphasique dans le condenseur

La figure 5.11 représente l'évolution de la longueur diphasique dans le condenseur pour le créneau de puissance appliqué. Comme on le verra plus loin, l'installation de l'interface liquide/vapeur dans le condenseur est plus rapide que dans la mèche poreuse. Pour répondre à l'augmentation de la puissance thermique à évacuer, la longueur diphasique augmente à la suite du créneau montant ; pour la raison opposée, cette longueur décroît à la suite du créneau descendant. Ce modèle montre l'existence d'un overshoot et d'un undershoot de faibles amplitudes à la suite de l'augmentation puis de la baisse de puissance.

### 5.3.1.4 Températures

#### Bâti métallique

La figure 5.12 montre la variation de la température de la culasse suite à la variation de puissance présentée sur la figure 5.9. L'importance de la diffusivité thermique et la faiblesse de l'épaisseur de la culasse métallique de l'évaporateur font que cette dernière réagit rapidement à toute variation de la charge thermique appliquée. Le temps caractéristique diffusif  $\tau_{\text{diff}} = e^2/\alpha$ , où  $e$  est l'épaisseur de la culasse et  $\alpha$  la diffusivité thermique, est de l'ordre de 40 ms : la culasse est quasiment isotherme et sa température répond rapidement à une augmentation ou à une diminution de la puissance appliquée.

#### Conduite liquide entre le condenseur et le réservoir

Intéressons-nous maintenant au comportement thermique de la conduite liquide reliant le condenseur au réservoir. Comme on peut le voir sur la figure 5.13, cette conduite est maillée en 1D.

Les évolutions temporelles des températures du liquide en cinq points différents régulièrement

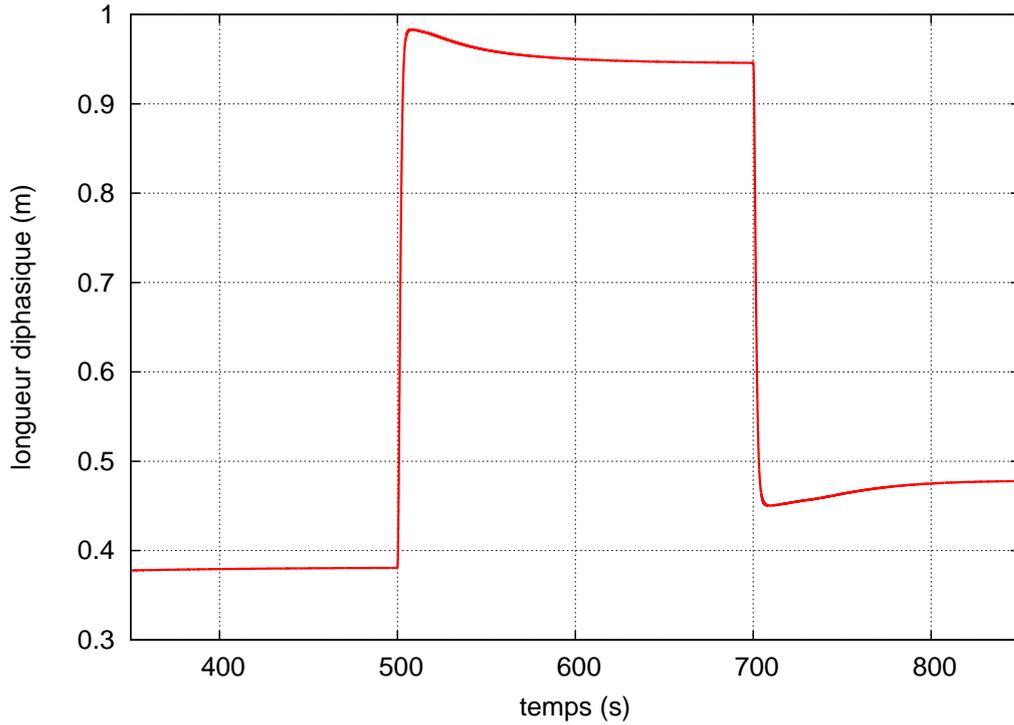


FIGURE 5.11: évolution de la longueur diphasique dans le condenseur.

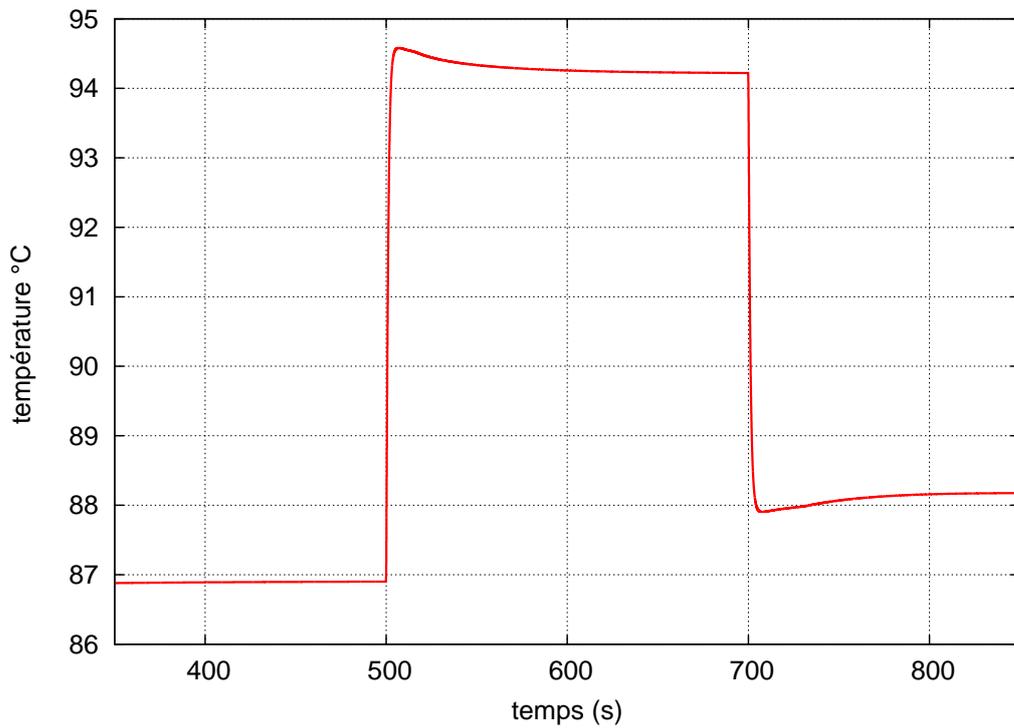


FIGURE 5.12: température de la culasse de l'évaporateur.



FIGURE 5.13: maillage de la conduite liquide.

espacés de cette conduite (les points 1 et 5 étant respectivement à côté du condenseur et à côté du réservoir) sont présentées sur la figure 5.14. Le liquide qui sort du condenseur est plus chaud que la température de l'atmosphère dans laquelle se trouve cette conduite. C'est la raison pour laquelle les échanges thermiques avec l'atmosphère refroidissent le liquide au cours de sa progression vers le réservoir. Une augmentation de la puissance transférée provoque une augmentation du débit du fluide et une diminution de son temps de parcours dans la conduite liquide : le liquide a moins le temps de se refroidir, raison pour laquelle, comme on peut le constater sur la figure 5.14, les températures aux différents points de la conduite se rapprochent.

Une diminution brutale de la puissance provoque un overshoot de température : l'inversion du débit dans la conduite liquide impose une entrée de liquide beaucoup plus chaud en provenance de la partie basse du réservoir, l'écart de température s'atténuant au fur et à mesure que l'on s'éloigne du réservoir. Les deux extrémités de cette conduite étant connectées à deux éléments en contact avec des sources de chaleur (source froide pour le condenseur et résistance chauffante pour le réservoir), les perturbations de la température du liquide qu'elle contient restent localisées dans cette conduite et ne perturbent pas le fonctionnement global de la boucle.

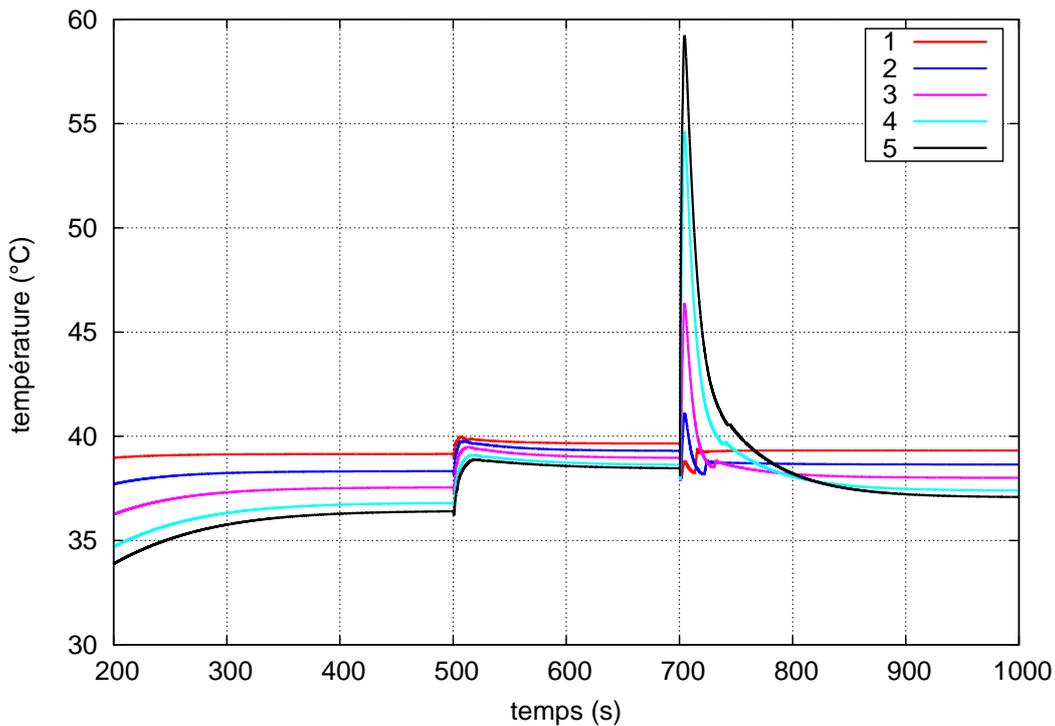


FIGURE 5.14: température du liquide dans la conduite liquide.

### Partie basse du réservoir

La figure 5.15 montre l'évolution temporelle des températures du liquide et de la paroi de la partie basse du réservoir. A la suite de l'application d'un échelon montant de puissance, ces deux températures sont impactées par l'arrivée en plus grande quantité de liquide sous-refroidi en provenance du condenseur, ce qui explique la baisse de ces températures. Pour un échelon descendant de puissance, la diminution brutale de la longueur de la zone active du condenseur provoque, comme on l'a vu précédemment, une inversion du débit de liquide

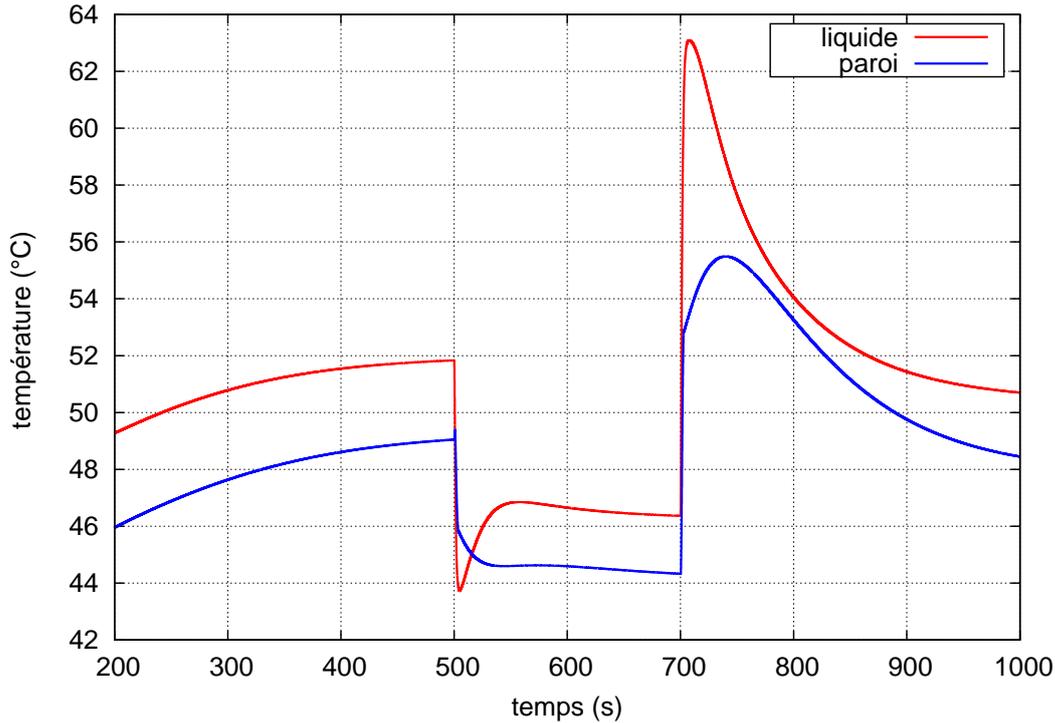


FIGURE 5.15: évolution temporelle des températures dans la partie basse du réservoir.

entre le réservoir et le condenseur : la conduite de liquide est momentanément alimentée par du liquide chaud délivré par la partie haute du réservoir.

Que les créneaux de puissance soient ascendants ou descendants, la température de la paroi du réservoir, qui échange par convection avec l'ambiance extérieure ( $T_a < T_{SF}$ ), est toujours plus faible que la température du liquide contenu dans la partie basse du réservoir, sauf lors des changements brutaux comme on peut le voir sur la figure 5.15.

### Liquide à l'entrée de la mèche

On s'intéresse finalement à la température du liquide à l'entrée de la mèche. La figure 5.16 décrit l'évolution temporelle de cette température pour la même variation de la charge thermique. À l'entrée de la mèche, la température dépend de celle du liquide en provenance du réservoir (qui a également eu le temps d'échanger de la chaleur avec l'atmosphère lors de son trajet dans la conduite vers l'évaporateur) et, dans l'autre sens, du flux parasite qui a traversé la mèche. Au début, la température à l'entrée de la mèche augmente de manière monotone jusqu'à  $75,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

À  $500\text{ s}$ , l'augmentation de la puissance entraîne une diminution de  $7\text{ }^{\circ}\text{C}$  malgré l'augmentation du flux parasite ; cette baisse de température est principalement due à l'arrivée en plus grande quantité de liquide à température plus basse délivré par le réservoir.

Une diminution de la puissance a un impact inverse sur la température du liquide à l'entrée de la mèche : une augmentation de la température du liquide provenant du réservoir provoque une augmentation de la température du liquide qui pénètre dans la mèche.

La variation de température du liquide à l'entrée de la mèche, que ce soit lors d'une augmentation comme d'une diminution, présente un changement de pente. Ce changement de pente provient de la réaction du réservoir aux variations de puissance. Comme on l'a vu sur la figure 5.15, l'augmentation de la puissance appliquée à l'évaporateur provoque une

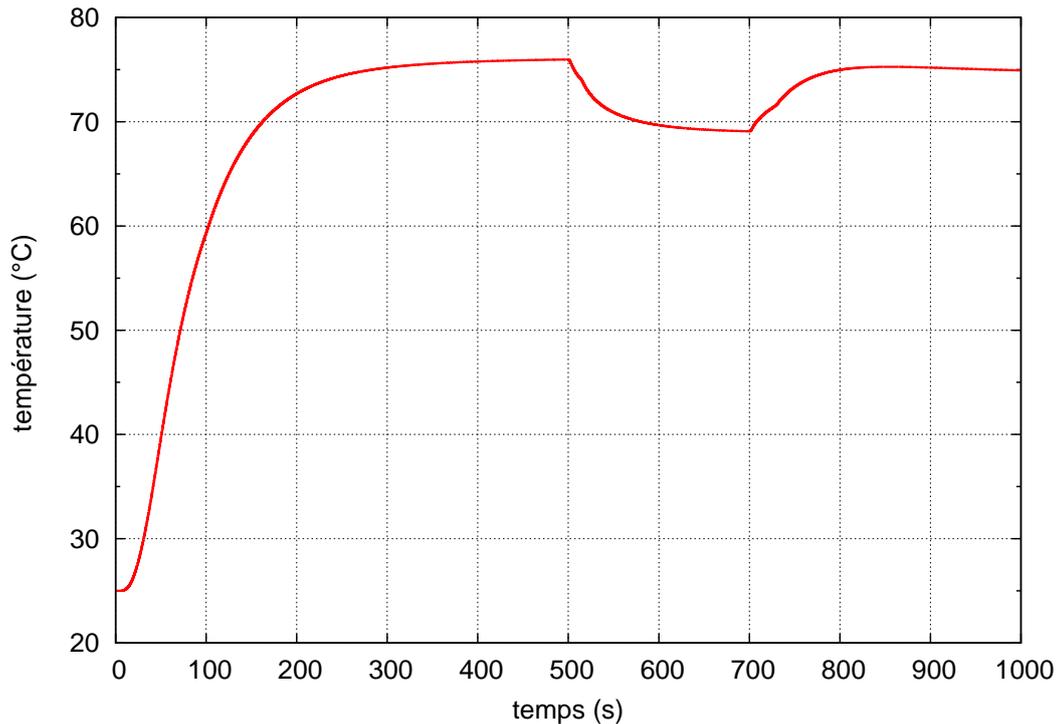


FIGURE 5.16: évolution temporelle de la température du liquide à l'entrée de la mèche

diminution momentanée de la température du liquide qui transite dans sa partie basse avant d'atteindre l'évaporateur ; c'est ce petit undershoot de température qui provoque une nouvelle augmentation de la pente de décroissance de température de liquide à l'entrée de la mèche, quand ce liquide plus froid arrive du réservoir. La cause de la modification de la pente de croissance de température du liquide à l'entrée de la mèche qui suit la diminution de puissance a la même origine. Comme on peut le constater sur la figure 5.15, la diminution de cette puissance provoque un déplacement de liquide plus chaud de la partie haute du réservoir vers la partie basse. L'arrivée de ce liquide plus chaud augmente la température de liquide à l'entrée de la mèche ; cette augmentation baisse une fois passée cette quantité de liquide plus chaud.

### 5.3.1.5 Flux thermiques dans l'évaporateur

La figure 5.17 présente les évolutions temporelles du flux de chaleur que les pannes chauffantes appliquent à la mèche (à travers leur surface de contact), le flux thermique vaporisé et le flux parasite. Ces trois flux évoluent avec la puissance. A la suite d'un créneau montant, le flux parasite augmente, mais son influence, contrebalancé par le liquide qui vient du réservoir, n'est pas suffisante pour augmenter la température du liquide à l'entrée de la mèche (on a vu précédemment qu'au contraire, cette dernière diminuait).

A la suite du créneau descendant, tous les flux thermiques diminuent avant d'atteindre un nouveau régime permanent.

Les variations du flux parasite, que ce soit lors d'une augmentation comme d'une diminution, sont moins régulières que celles du flux de chaleur délivré par les pannes chauffantes ou du flux de chaleur vaporisé. Ces "accidents de parcours" proviennent de la réaction du réservoir aux variations de puissance, réaction qui a un impact direct sur la variation de la température de liquide à l'entrée de la mèche.

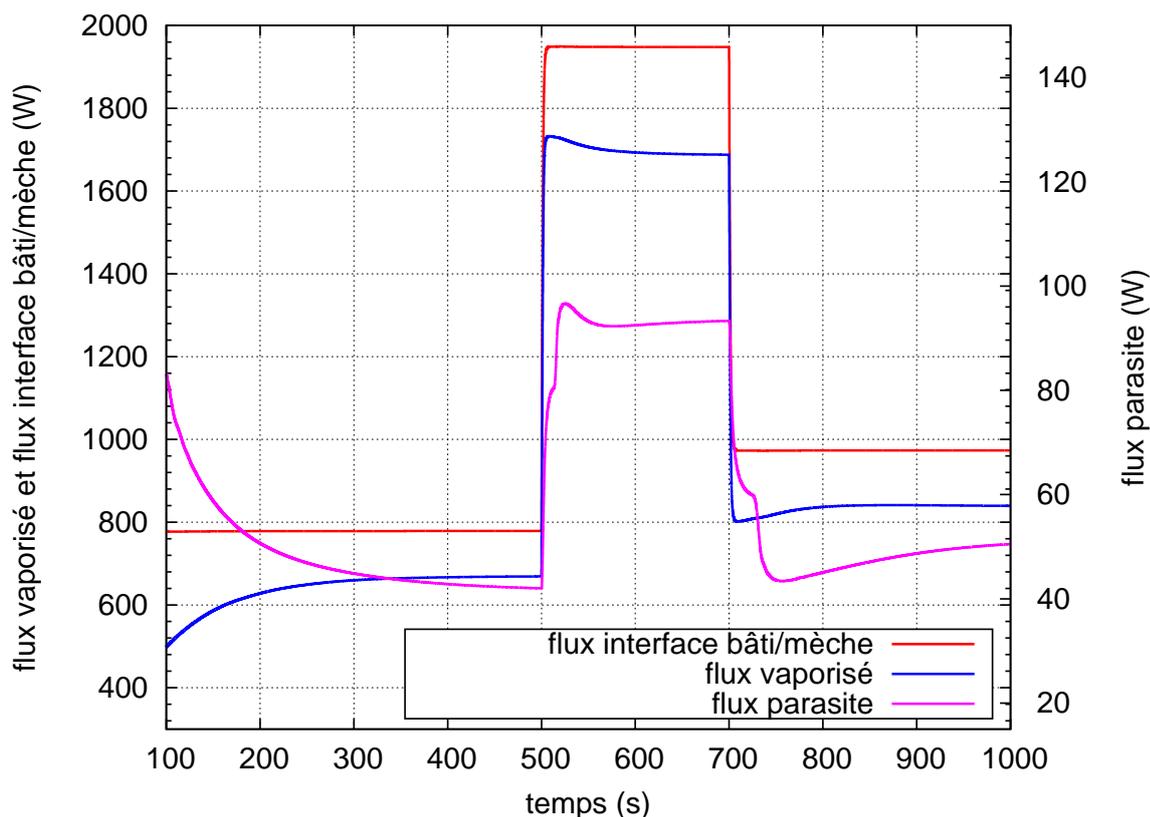


FIGURE 5.17: évolution temporelle des flux thermiques dans l'évaporateur.

Le flux parasite dépend également, dans une moindre mesure, de la dimension de la poche vapeur qui, comme nous le verrons plus loin, met du temps pour se stabiliser après une modification de la charge thermique. Ce sont néanmoins ces phénomènes couplés qui expliquent l'évolution plus complexe du flux parasite par rapport à celles des deux autres flux présentés sur la figure 5.17.

### 5.3.1.6 Pertes de charge

La figure 5.18 présente la variation des pertes de charge totales dans la boucle. En régime permanent, la dynamique dans la boucle est majoritairement pilotée par les pertes de charge gravitaires. Cependant en régime transitoire, nous pouvons clairement constater l'effet de l'overshoot et de l'undershoot de débit de massique de liquide sur la variation des pertes de charge. Malgré la forte puissance appliquée, l'amplitude des pertes de charge reste toujours inférieure à la pression capillaire maximale.

### 5.3.1.7 Profondeur de la poche vapeur dans l'évaporateur

La figure 5.19 présente l'évolution de la profondeur de la poche vapeur qui se développe dans la mèche.

La dynamique d'évolution de cette poche dépend de celle des deux phases du fluide contenues dans la mèche, pilotées par les transitions de phase et par la réaction globale de la boucle, qui se manifestent par l'intermédiaire des pressions qui règnent à l'entrée et à la sortie de l'évaporateur, et de la température du liquide à l'entrée de la mèche ; elle dépend également de la température de la vapeur qui se déplace dans les cannelures. Globalement, l'installation

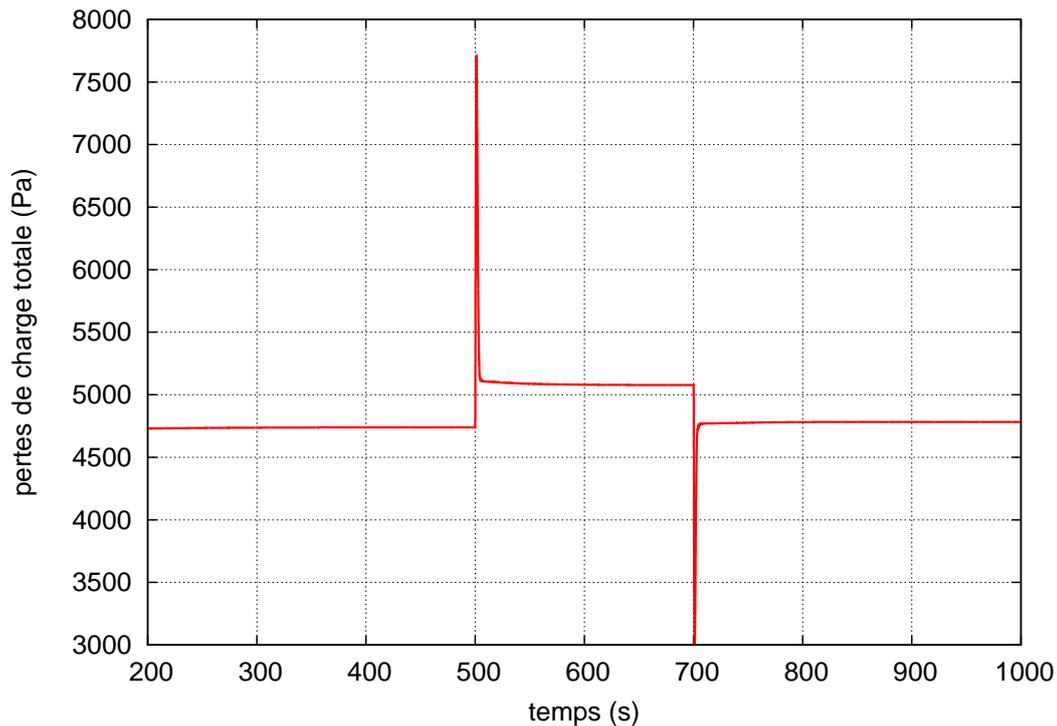


FIGURE 5.18: évolution temporelle des pertes de charge dans la boucle.

de la poche vapeur dans la mèche poreuse prend plus de temps que ne mettent à se stabiliser les flux thermiques vus précédemment.

Au début de la sollicitation, la poche vapeur réagit et s'adapte à la puissance appliquée : sa taille augmente avec la charge thermique, la poche s'enfonçant davantage dans la mèche. La taille de la poche vapeur diminue ensuite, provoquée par l'augmentation du sous-refroidissement, comme nous l'avons montré dans le paragraphe 3.2.2.9.

A l'inverse, une diminution de la puissance thermique appliquée diminue rapidement la taille de cette poche, qui s'enfonce ensuite à nouveau dans la mèche à cause de la baisse du sous-refroidissement.

Pour les deux créneaux de puissance, nous constatons clairement deux régimes dans la dynamique de la croissance de la poche vapeur : le premier régime est piloté par la charge thermique appliquée alors que le deuxième est piloté par la réponse du reste de la boucle, qui se manifeste ici par l'intermédiaire du sous-refroidissement à l'entrée de la mèche.

### 5.3.2 Influence de la température de la source froide sur le comportement de la boucle

#### 5.3.2.1 Température de la source froide

L'évolution de la température de la source froide au cours du temps est présentée sur la figure 5.20 : cette température passe de  $30\text{ }^{\circ}\text{C}$  à  $40\text{ }^{\circ}\text{C}$  en suivant une pente de  $0,1\text{ }^{\circ}\text{C s}^{-1}$ . La température de consigne est fixée au niveau du réservoir à  $80\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Une puissance de  $1000\text{ W}$  est appliquée sur le bâti métallique.

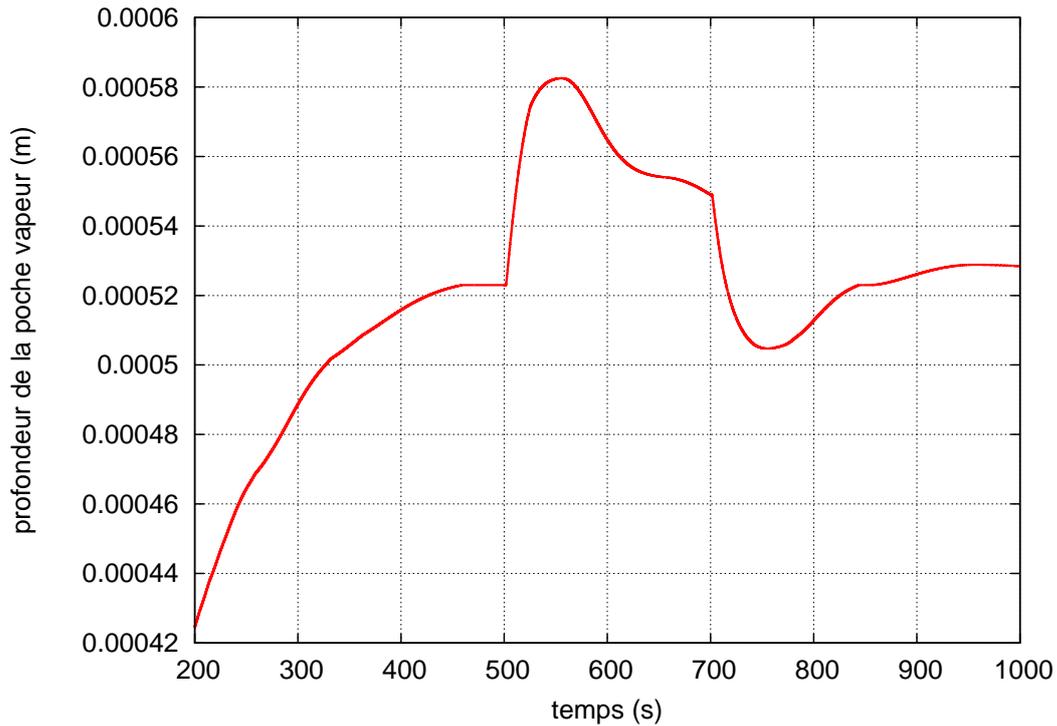


FIGURE 5.19: évolution temporelle de la profondeur de la poche vapeur.

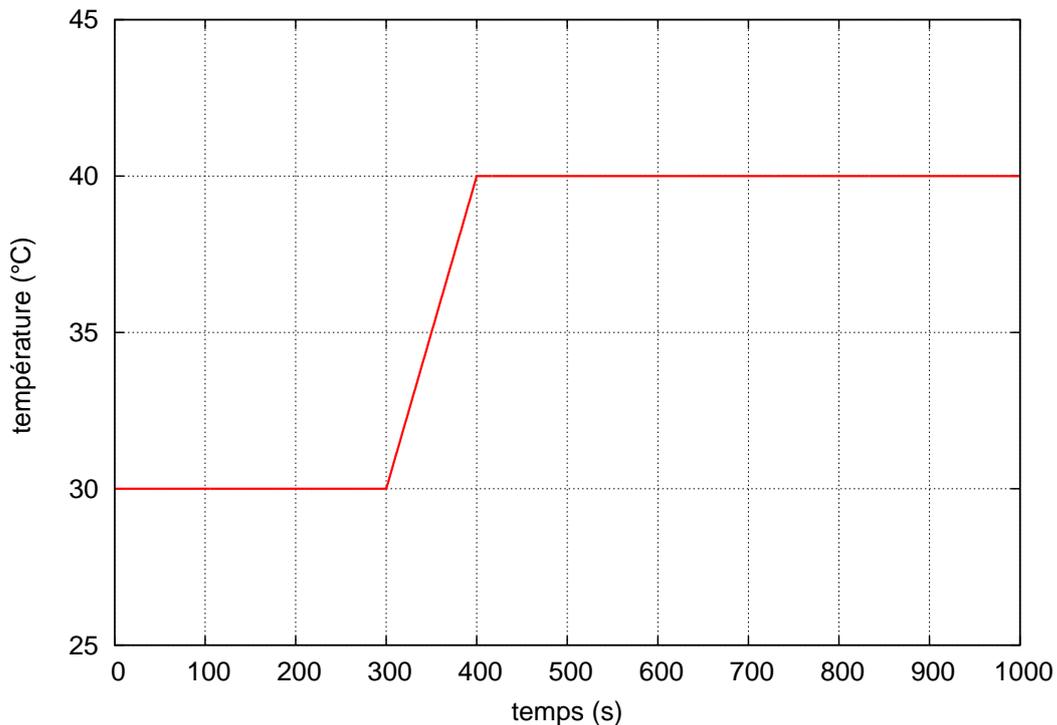


FIGURE 5.20: évolution temporelle de la température de la source froide.

### 5.3.2.2 Débits massiques

La figure 5.21 présente l'évolution temporelle des débits massiques de liquide à la sortie du condenseur et de vapeur à la sortie de l'évaporateur. La puissance à évacuer n'ayant pas variée, le condenseur doit rapidement s'adapter pour l'évacuer vers la source froide.

L'augmentation de la température de la source froide, qui provoque une diminution de l'écart entre cette température et la température de saturation, est compensée par une augmentation de la longueur diphasique, réalisée par une sortie rapide de liquide du condenseur. Comme lors d'une montée brutale de la charge thermique (créneau ascendant étudié précédemment), le condenseur réagit très rapidement par une augmentation brutale de l'ordre de 6% du débit massique de liquide sortant. Ce débit continue ensuite à augmenter pour accompagner la hausse de la température de la source froide.

Le condenseur se comporte de manière opposée lors de la stabilisation de la température de la source froide : le débit massique de liquide chute brutalement d'un peu plus de 10% pour retrouver son deuxième régime permanent, qui correspond à une température de source froide de 40 °C.

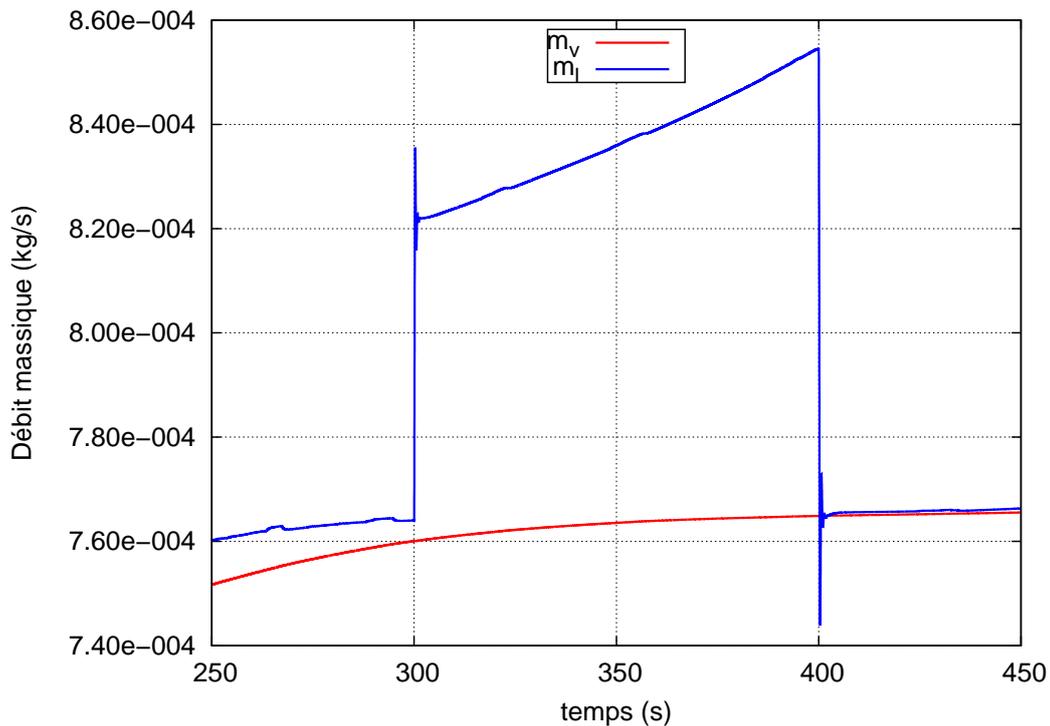


FIGURE 5.21: évolution temporelle des débits massiques.

Les figures 5.22a et b font un zoom de la figure précédente au voisinage des temps qui marquent le début et la fin de l'augmentation de la température de la source froide. Ces périodes de transition de régime engendrent une légère oscillation du débit massique de liquide entre le condenseur et le réservoir, rapidement éliminée par les pertes de charge.

La figure 5.23 particularise l'évolution du débit massique de vapeur à la sortie de l'évaporateur, débit déjà indiqué sur les deux figures précédentes. Ce débit augmente très peu (aux alentours de 1%), ce qui provient de la légère variation de la température du liquide à l'entrée de la mèche

Nous pouvons donc conclure qu'à la condition que le condenseur ait une longueur suffisante pour que le liquide qui en sort soit proche de la température de la source froide, le comportement de ce condenseur n'a pas d'influence significative sur le comportement global de la boucle.

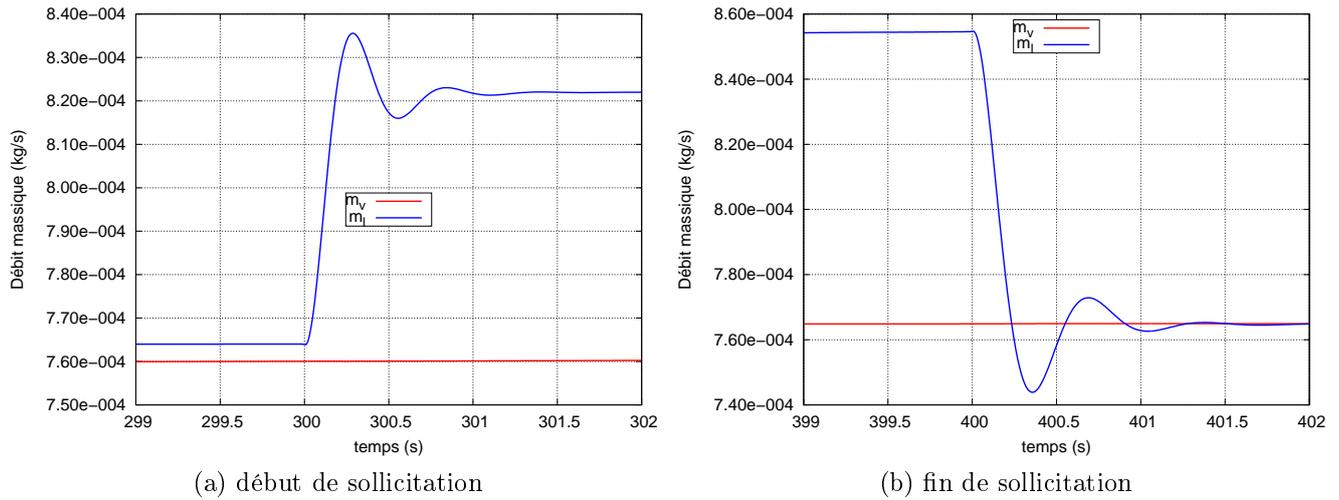


FIGURE 5.22: évolution temporelle des débits massiques dans la conduite liquide.

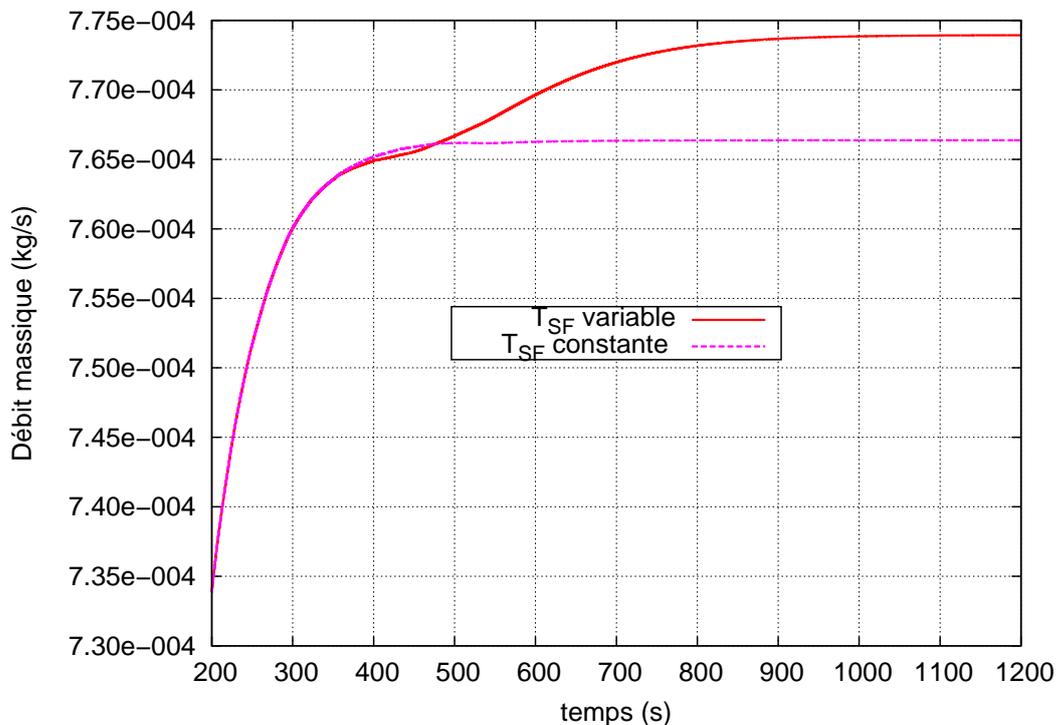


FIGURE 5.23: évolution temporelle du débit massique de vapeur.

### 5.3.2.3 Pertes de charge

La variation globale des pertes de charge dans la boucle est présentée sur la figure 5.24. Les très faibles variations de débit que génèrent la variation de la température de la source froide expliquent la très faible variation de ces pertes de charge, de quelques pascals tout au plus.

### 5.3.2.4 Longueur diphasique dans le condenseur

La figure 5.25 montre l'impact de la variation de la température de la source froide sur la longueur diphasique dans le condenseur. Comme on peut le constater sur cette figure, la longueur diphasique a pratiquement atteint son régime permanent avant que la température

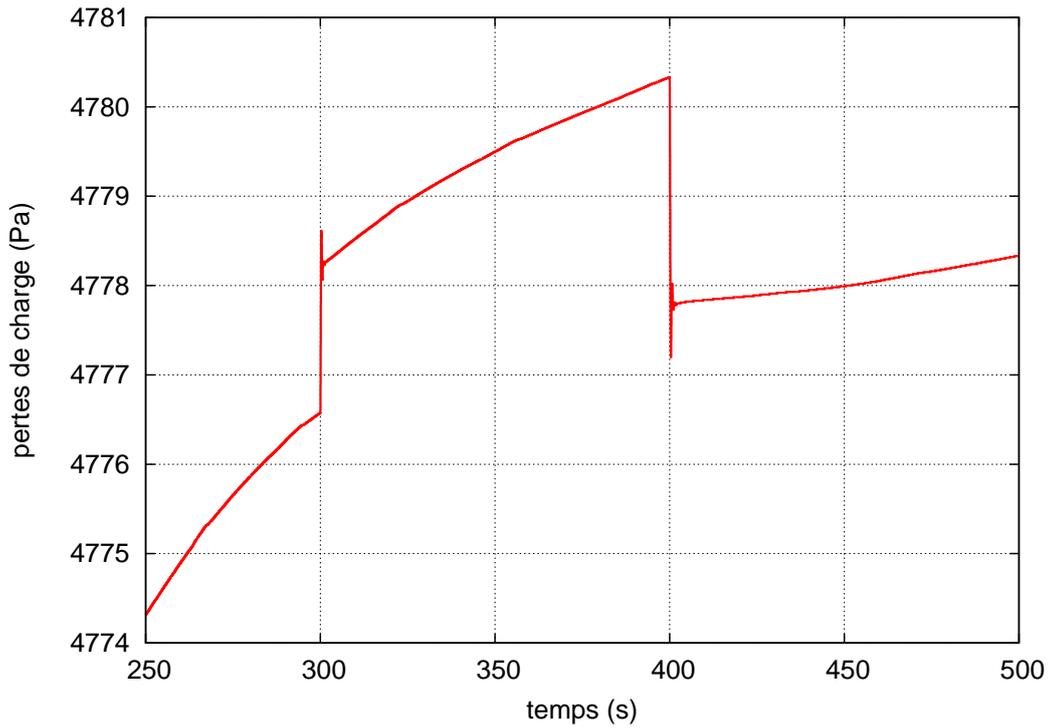


FIGURE 5.24: évolution temporelle des pertes de charge dans la boucle.

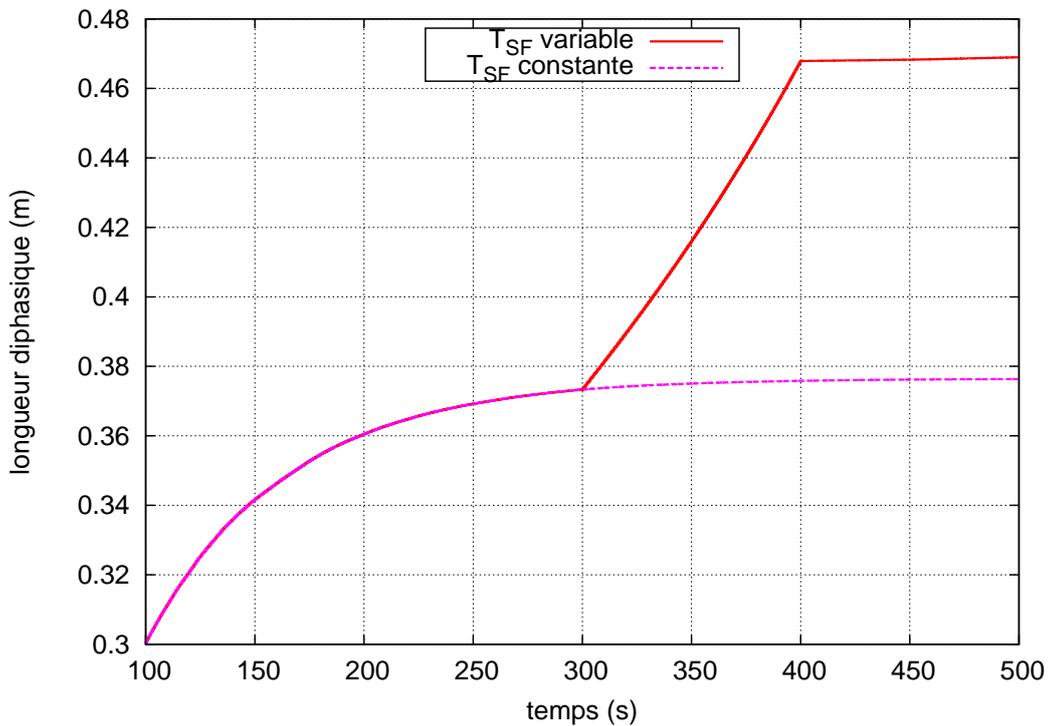


FIGURE 5.25: évolution temporelle de la longueur diphase dans le condenseur.

de la source froide ne commence à augmenter, à partir de 300 s. L'augmentation linéaire de la température de la source froide provoque une croissance monotone pratiquement linéaire de la longueur diphase, croissance qui s'arrête quasi instantanément avec celle de la température de la source froide (à 400 s) en laissant la zone diphase du condenseur dans un nouvel état d'équilibre.

### 5.3.2.5 Températures

#### Bâti métallique

La figure 5.26 permet de comparer l'évolution de la température du bâti métallique lorsque la température de la source froide varie au cas où elle ne varie pas. Le modèle prévoit une variation de la température du bâti insignifiante, de quelques centièmes de degré.

La variation de la température de la source froide n'a donc aucun impact significatif sur le comportement thermique de l'évaporateur.

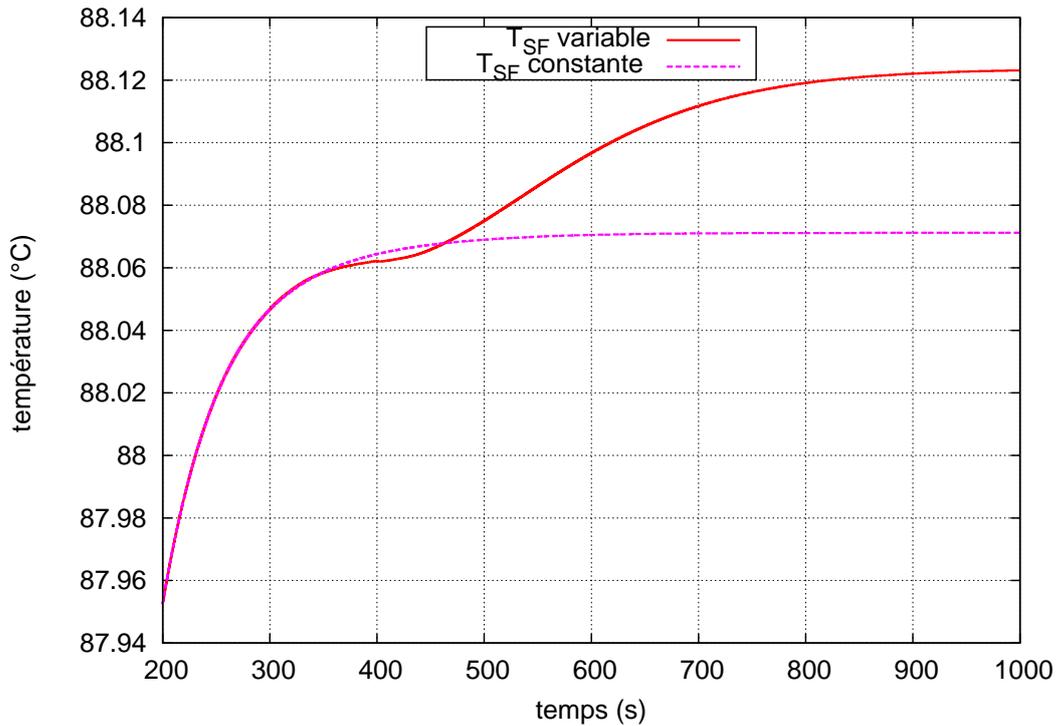


FIGURE 5.26: évolution de la température de la culasse de l'évaporateur.

#### Conduite liquide entre le condenseur et le réservoir

La figure 5.27 décrit l'évolution, au cours du temps, de la température du liquide en cinq points régulièrement espacés de la conduite qui relie le condenseur au réservoir. On constate que la température de la source froide a une influence directe sur la température du liquide qui circule dans cette conduite.

Avant que l'augmentation de la température de la source froide ne débute, on constate que le liquide se refroidit au cours de son trajet vers le réservoir. Cela est dû au fait qu'il fournit, via la paroi métallique de la conduite, de la chaleur à l'atmosphère plus froide. Pour la puissance thermique considérée (1000 W) et la température de l'atmosphère (20°C), le liquide perd de l'ordre de 1 K au cours de son trajet entre le condenseur et le réservoir.

Le liquide sortant du condenseur à la température de la source froide par hypothèse, l'augmentation de la température de la source froide a un impact direct sur celle du liquide dans la conduite qui le mène au réservoir. Le liquide, plus chaud, échange davantage avec l'atmosphère, ce qui explique qu'il ait perdu 2,5°C à la sortie de la conduite.

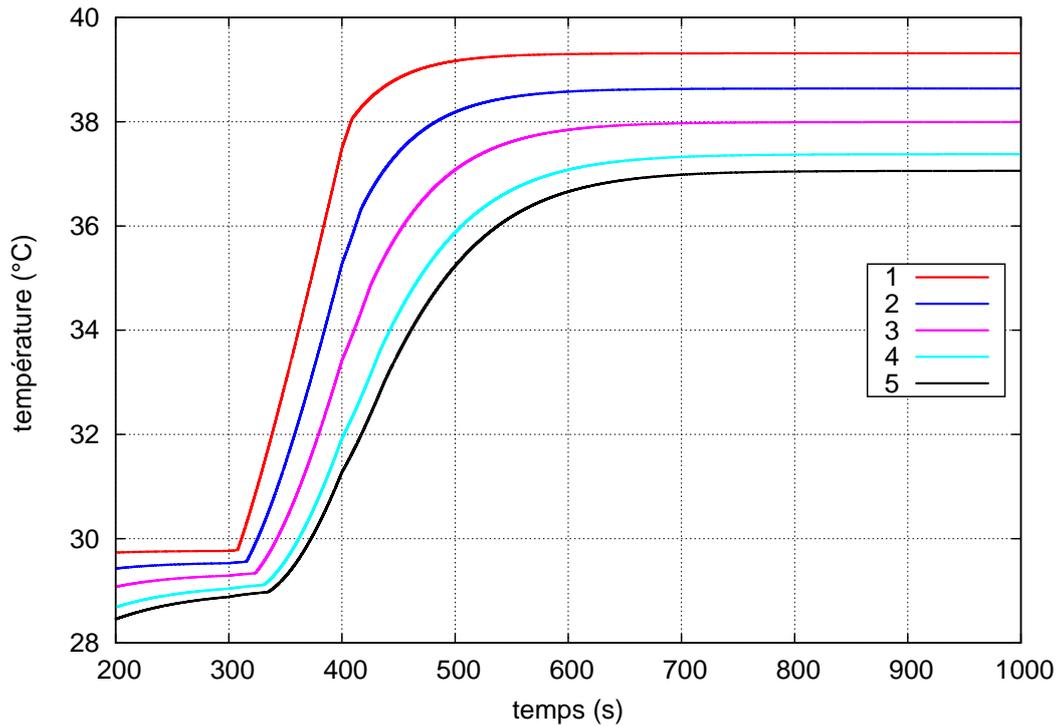


FIGURE 5.27: température du liquide dans la conduite reliant le condenseur au réservoir.

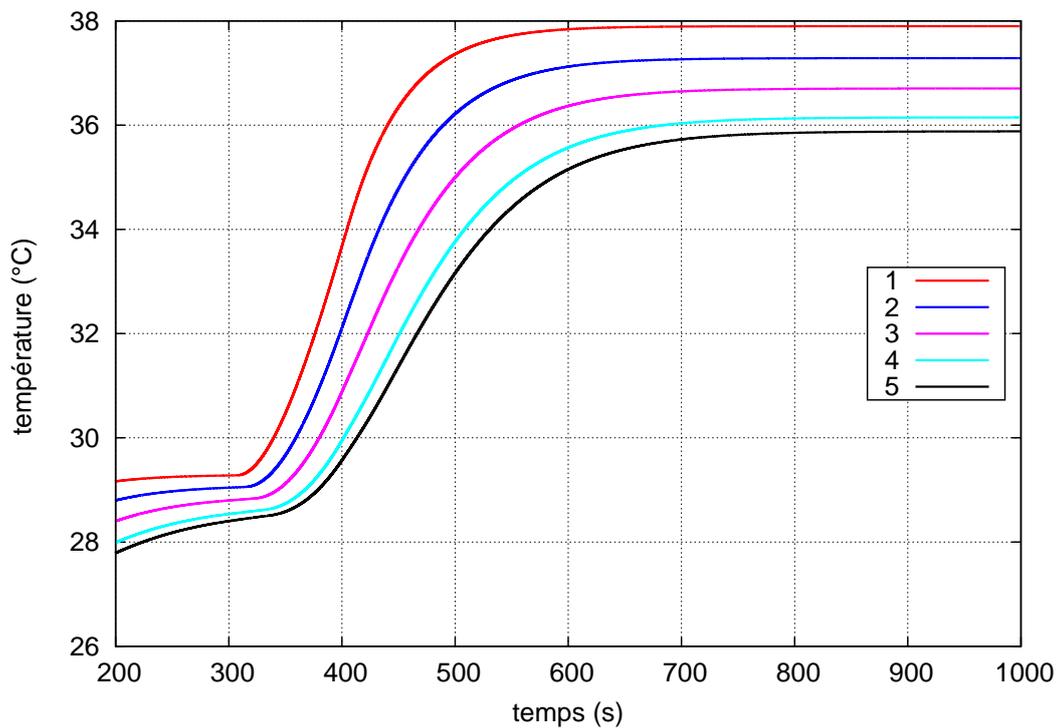


FIGURE 5.28: évolution temporelle de la température de la paroi de la conduite qui relie le condenseur au réservoir.

La figure 5.28 donne l'évolution, au cours du temps, de la température de la paroi de cette conduite aux mêmes points que pour les températures précédentes du liquide. En un point donné, la température de la paroi suit une évolution de même nature que celle du liquide, la température de cette paroi étant plus faible puisque c'est à travers son épaisseur que le

liquide se refroidit dans l'atmosphère.

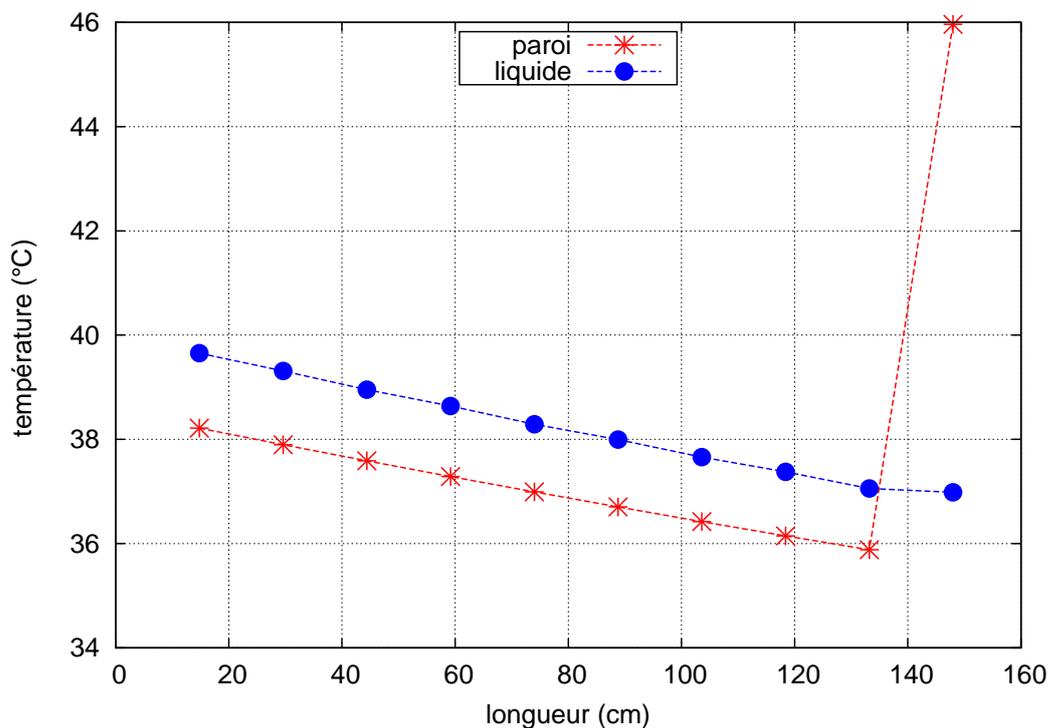


FIGURE 5.29: évolutions spatiales des température de la conduite et du liquide qu'elle contient.

La figure 5.29 montre les variations spatiales de la température de la paroi de la conduite et du liquide qu'elle contient lorsque le régime de fonctionnement est stabilisé avec une source froide à  $40^{\circ}\text{C}$ . Le liquide reste plus chaud que la paroi de la conduite dans laquelle il circule (ces deux températures décroissant dans l'espace puisque cette conduite réchauffe l'atmosphère), sauf à l'extrémité de la conduite où la paroi est réchauffée par le réservoir auquel elle est connectée. A cette extrémité, la paroi de la conduite est plus chaude de  $9^{\circ}\text{C}$  que le liquide qu'elle contient ; cela ne se fait néanmoins pas sur une longueur suffisante pour que le liquide se réchauffe avant d'entrer dans le réservoir ; comme on peut le constater sur la figure 5.29, cela permet tout au plus d'infléchir la baisse de la température du liquide à la sortie de la conduite.

### Partie basse du réservoir

La variation de la température du liquide dans la partie basse du réservoir montrée par la figure 5.30 résulte de deux phénomènes physiques consécutifs différents, l'un hydraulique (la poussée du liquide froid à la sortie du condenseur) et l'autre thermique (l'augmentation de la température de la source froide). La chute de la température initiale est provoquée par le pic de débit massique de liquide qui suit l'augmentation de la température de la source froide. Une fois la conduite de liquide traversée, le liquide plus chaud produit par l'augmentation de la température de la source froide ainsi que l'échange avec la partie supérieure de réservoir accroissent ensuite la température du liquide qui circule dans la partie basse du réservoir.

L'évolution de la température de la paroi de la partie basse de réservoir est présentée sur la figure 5.31. Cette température suit bien évidemment celle du liquide qui le traverse mais avec

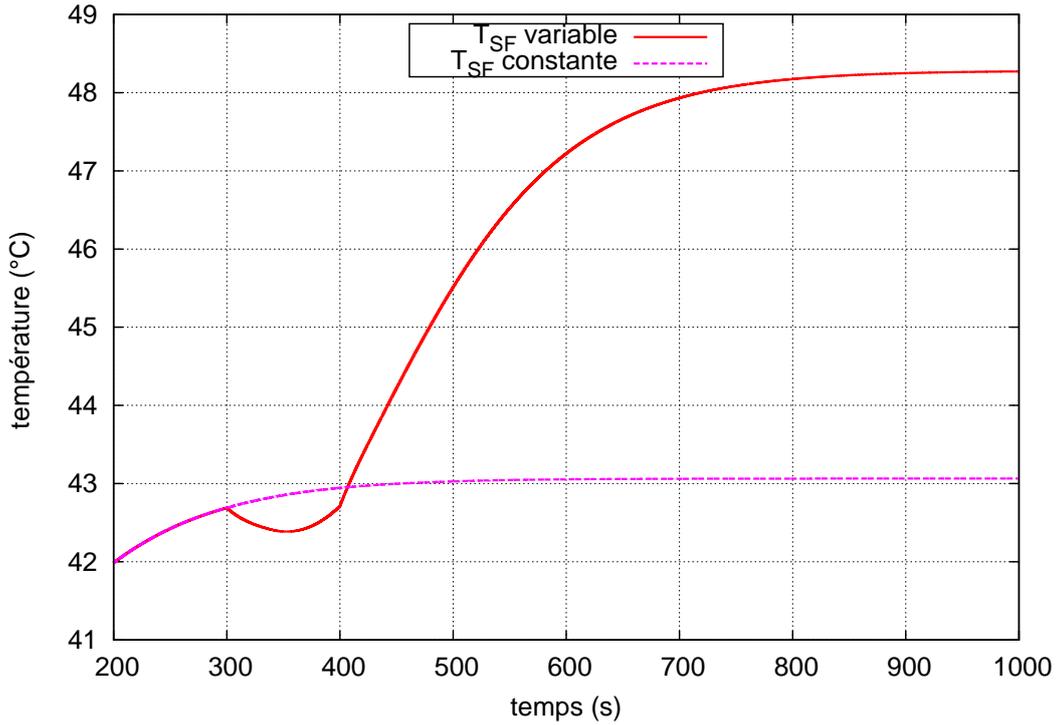


FIGURE 5.30: évolution temporelle de la température du liquide dans la partie basse de réservoir.

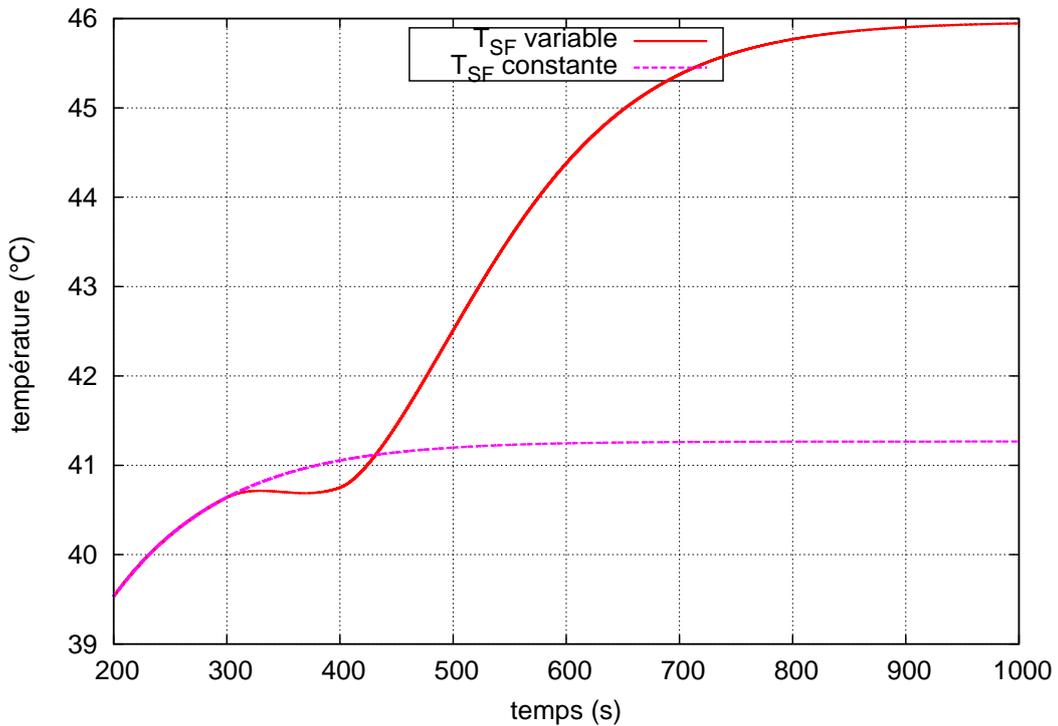


FIGURE 5.31: évolution temporelle de la température de la paroi de la partie basse de réservoir.

une amplitude plus faible, le réservoir chaud perdant de la chaleur vers l'ambiance extérieure à 25 °C.

## Conduite liquide entre le réservoir et l'évaporateur

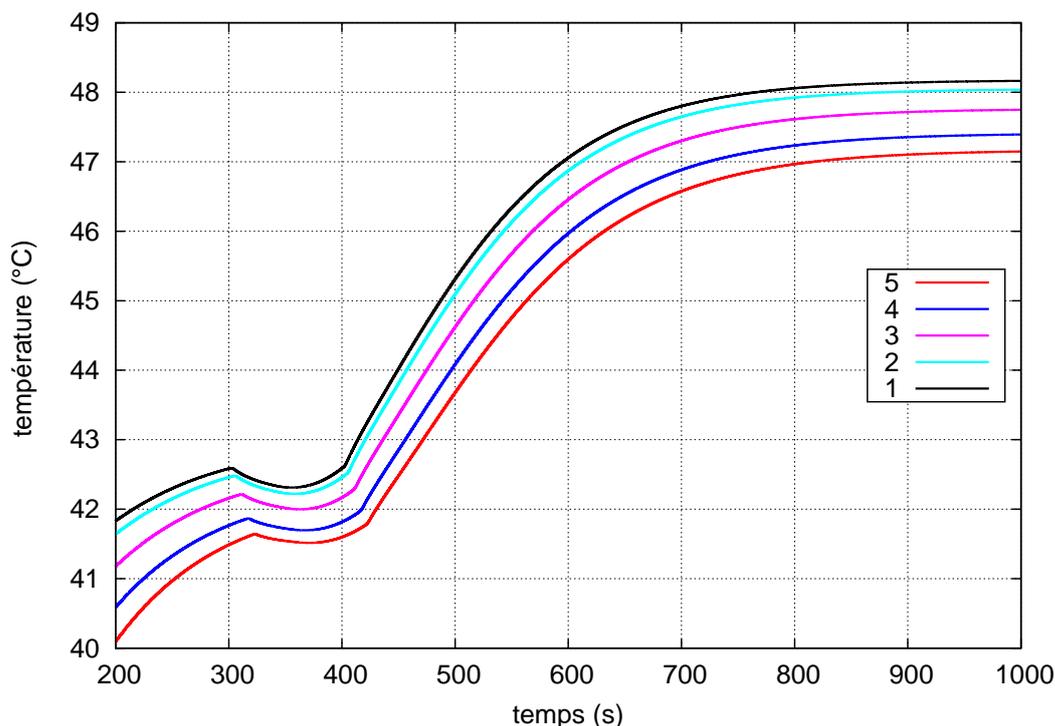


FIGURE 5.32: évolution temporelle de la température du liquide contenue dans la conduite qui relie le réservoir à l'évaporateur.

Les figures 5.32 et 5.33 montrent les variations temporelles respectives des températures du fluide et de la paroi en cinq points de la conduite liquide qui relie le réservoir à l'évaporateur. Comme pour la conduite précédemment étudiée, le liquide qui y circule, plus chaud que l'ambiance extérieure, se refroidit au cours de son trajet. L'évolution de ces deux températures est impactée par l'écoulement du liquide en provenance de la partie basse du réservoir. La baisse momentanée de la température du liquide dans la partie basse du réservoir se retrouve à l'entrée de cette conduite et se propage en s'atténuant légèrement jusqu'à l'entrée de l'évaporateur. La phase d'augmentation de la température qui suit est favorisée par la traversée du réservoir, grâce aux échanges thermique avec la partie haute du réservoir, à  $T_{sat}$  : en régime établi avec une source froide à  $40^{\circ}C$ , le liquide y gagne près de  $5,5^{\circ}C$ , en passant de  $42,5^{\circ}C$  à  $48^{\circ}C$ .

Le comportement de la paroi de cette conduite est identique à la conduite précédente. Comme on peut le voir sur la figure 5.33, elle est plus froide que le liquide qu'elle contient sauf à l'extrémité de la conduite où la paroi est réchauffée par la culasse chaude de l'évaporateur.

### Liquide à l'entrée de la mèche

La figure 5.34 décrit l'évolution temporelle de la température du liquide à l'entrée de la mèche. On y retrouve l'évolution de la température du liquide délivrée par la conduite en provenance du réservoir, la température étant augmentée par l'action du flux parasite. Cette température a une influence directe sur la dynamique et la dimension de la poche vapeur qui se développe au sein de la mèche ; elle a par conséquent un impact sur la température de la culasse de l'évaporateur, même s'il est de faible amplitude.

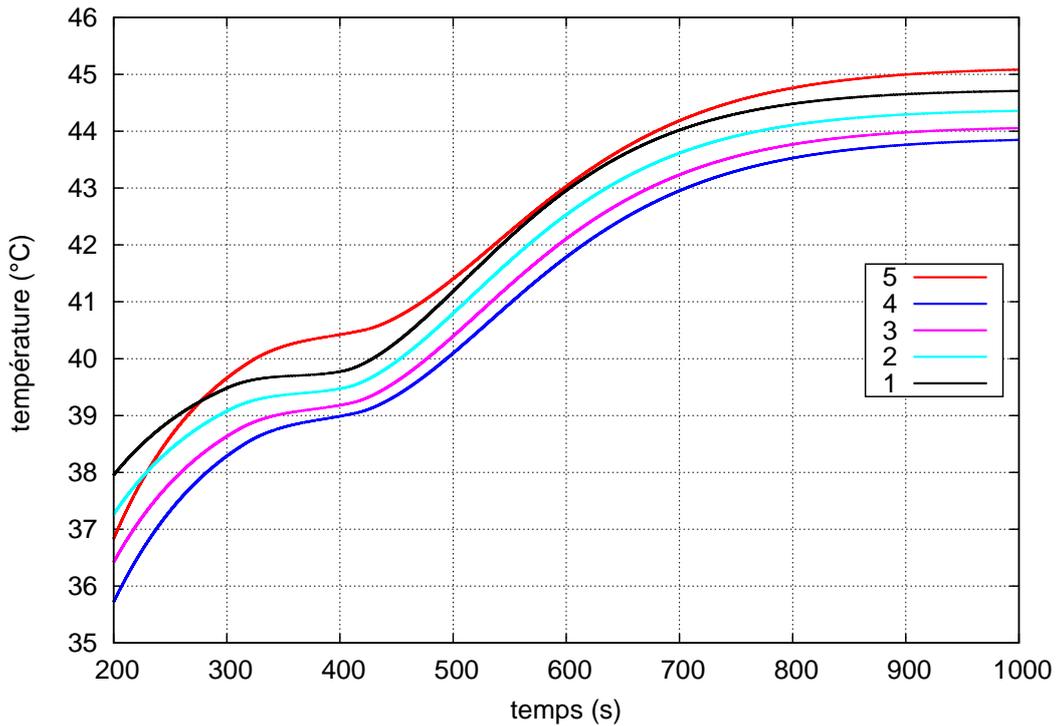


FIGURE 5.33: évolution temporelle de la température de la paroi de la conduite liquide reliant le réservoir à l'évaporateur.

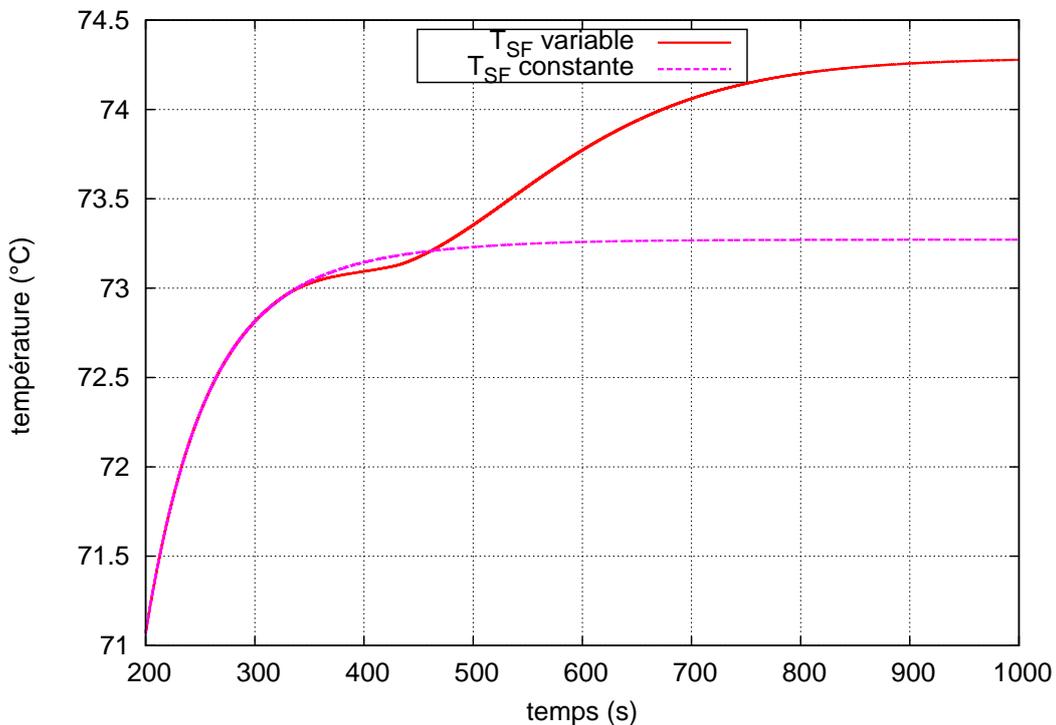


FIGURE 5.34: évolution temporelle de la température du liquide à l'entrée de la mèche.

### 5.3.2.6 Profondeur de la poche vapeur dans la mèche.

La figure 5.35 montre la variation de la profondeur de la poche vapeur développée dans la mèche. Cette profondeur varie peu. La poche vapeur est donc très peu sensible à la

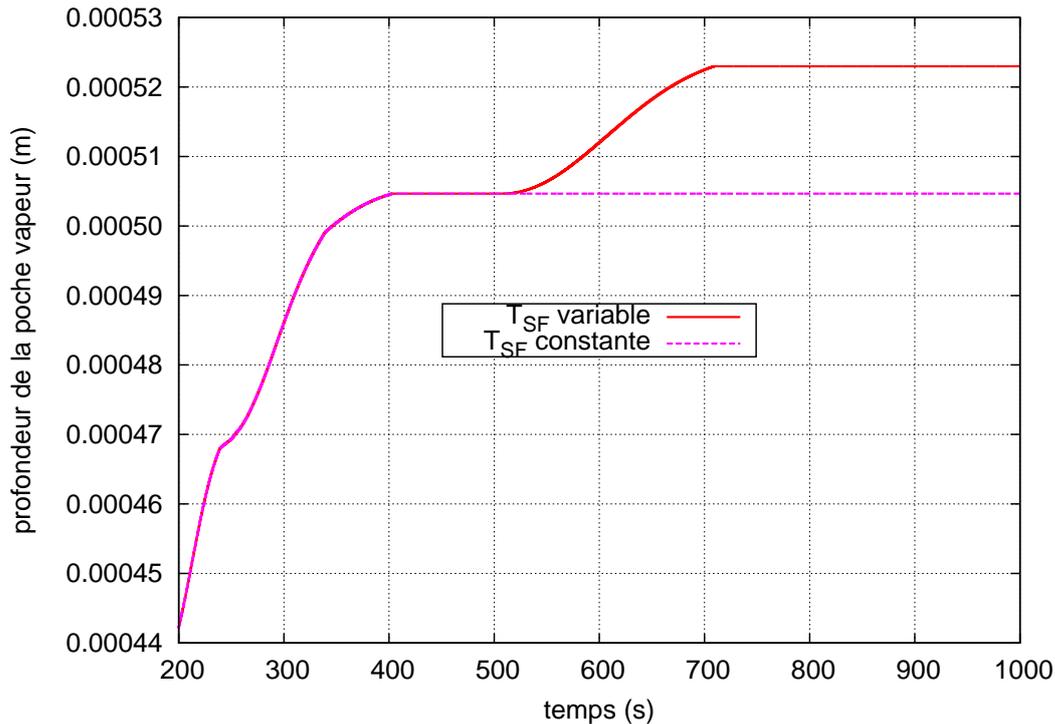


FIGURE 5.35: évolution temporelle de profondeur de la poche vapeur.

température de la source froide, ce qui s'explique par le faible impact qu'une modification de cette température a finalement sur la température du liquide à l'entrée de la mèche : une augmentation de la température de la source froide de  $10^{\circ}\text{C}$  ne provoque qu'une augmentation de l'ordre de  $1^{\circ}\text{C}$  de la température du liquide à l'entrée de la mèche.

Nous pouvons finalement conclure en disant qu'une modification de la température de la source froide n'a pas d'impact significatif sur la poche vapeur et donc sur le comportement de la boucle, même pendant les régimes transitoires. Ce résultat prouve l'indépendance de fonctionnement de l'évaporateur et du condenseur.

### 5.3.3 Influence d'une modification de la température du réservoir sur le comportement de l'évaporateur

#### 5.3.3.1 Modification de la température de consigne

Pour étudier la sensibilité de la boucle à la température de consigne imposée au réservoir, à l'instar de ce qui a été précédemment fait pour le condenseur, une rampe de température partant de  $65^{\circ}\text{C}$  pour atteindre  $80^{\circ}\text{C}$ , avec une pente de  $0,1^{\circ}\text{C s}^{-1}$  va être imposée au réservoir (voir figure 5.36). La température de la source froide est fixée à  $30^{\circ}\text{C}$ , la puissance appliquée à la culasse de l'évaporateur étant de  $1000\text{ W}$ .

#### 5.3.3.2 Débits massiques

La figure 5.37 présente l'évolution temporelle des débits massiques de liquide à la sortie du condenseur et de vapeur à la sortie de l'évaporateur. Le début de l'augmentation de  $T_R$  provoque, pendant une courte période, un undershoot important du débit massique de

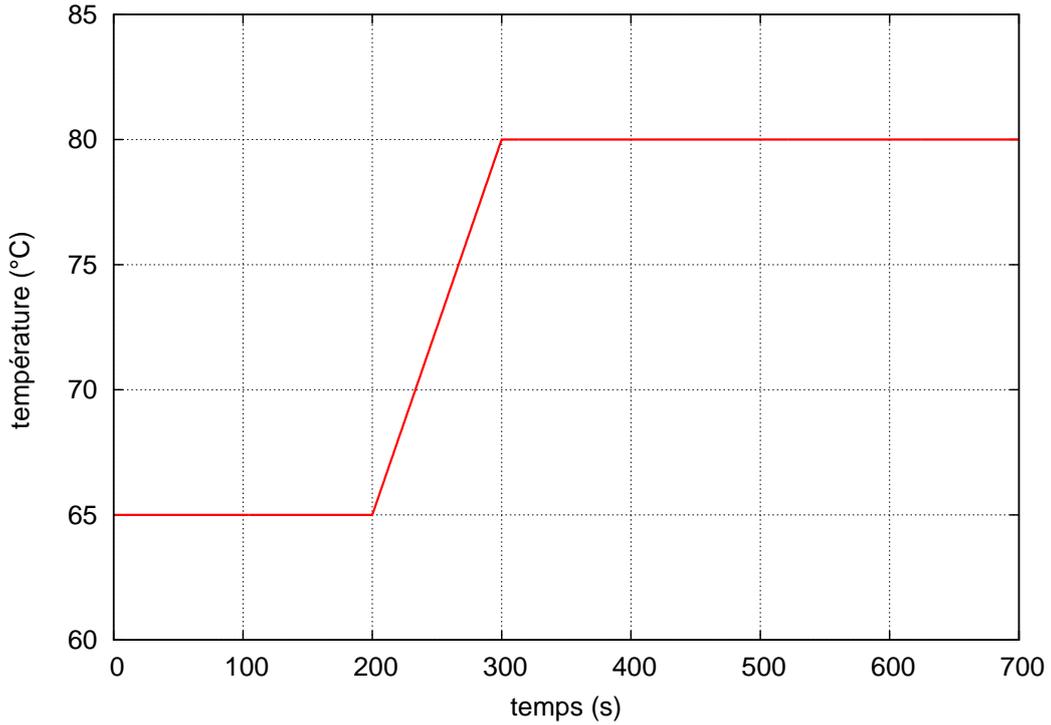


FIGURE 5.36: rampe de température imposée au réservoir.

liquide ; la fin de l'augmentation de cette température est quant à elle marquée par un court overshoot.

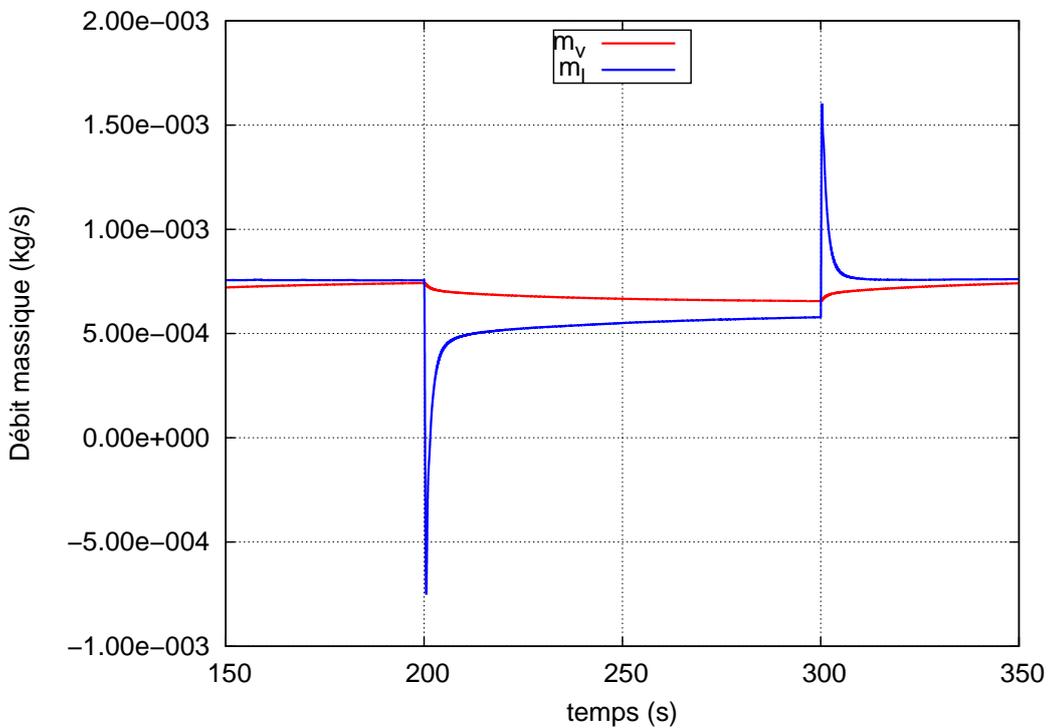


FIGURE 5.37: variation de  $T_R$  : évolution temporelle des débits massiques.

L'overshoot et l'undershoot, non reproduits par le modèle thermique de Delalandre [18], sont

indispensables et correspondent respectivement au démarrage et à la fin de la courte période d'adaptation de la longueur diphasique dans le condenseur. L'importance de l'overshoot et l'undershoot calculés par le modèle proviennent en partie de la très brutale variation de la température imposée au réservoir. L'augmentation de la température de consigne imposée au réservoir impose l'augmentation de la température de transition de phase dans le condenseur. L'accroissement de l'écart de température avec la source froide qui en résulte augmente les capacités d'échanges thermiques du condenseur ; la charge thermique transférée étant la même, cela provoque, comme on le verra au §5.3.3.3, une diminution de la longueur diphasique (à laquelle participe également une légère baisse du débit massique de vapeur, comme on l'a vu dans le paragraphe précédent). La variation de cette longueur peut bien évidemment provenir d'une variation de taux de condensation. Mais comme le montre la figure 5.37, l'adaptation rapide de cette longueur est principalement provoquée par une entrée brutale de liquide en provenance du réservoir (undershoot à 200 s). De manière symétrique, la fin de la l'augmentation de  $T_R$  est marquée par un overshoot du débit liquide entre le condenseur et le réservoir.

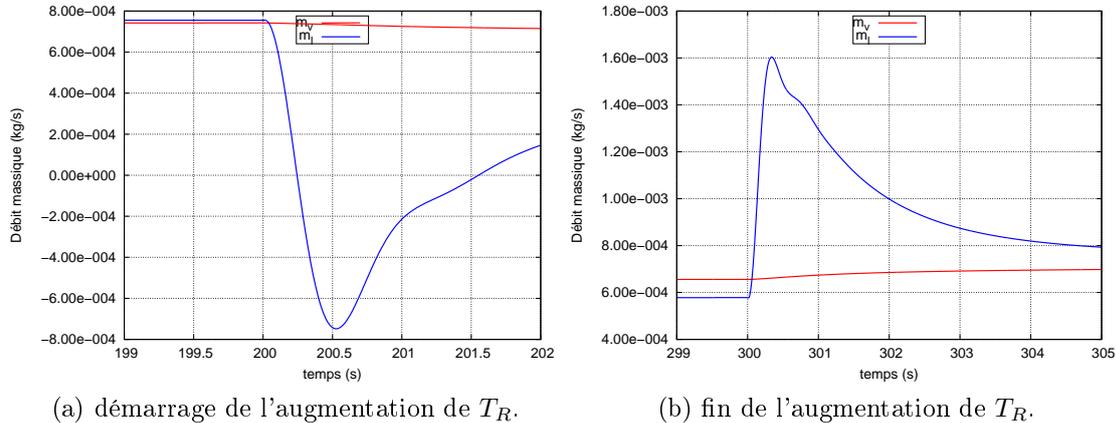


FIGURE 5.38: débits massiques au début et à la fin de la modification de  $T_R$ .

Les figures 5.38a & b détaillent respectivement l'undershoot et l'overshoot du débit massique de liquide à la sortie du condenseur.

La figure 5.39 permet de comparer la réponse de l'évaporateur lorsque la température de consigne imposée au réservoir varie et lorsqu'elle reste fixée à  $65^\circ\text{C}$ . Dans ce dernier cas, le débit massique de vapeur produite dans l'évaporateur augmente de manière monotone jusqu'au régime stationnaire. On distingue deux phases successives dans la variation temporelle du débit massique de vapeur lorsque  $T_R$  augmente. La première phase se caractérise par une diminution du débit de vapeur pendant la période d'augmentation de  $T_R$ . L'augmentation de la température de vaporisation que provoque celle de  $T_R$  diminue l'écart de température avec le bâti métallique, et diminue par conséquent le flux de chaleur transféré à la mèche : la quantité de liquide vaporisé en sein chute (de l'ordre de 10%). C'est cette diminution de flux transféré à la mèche qui permet à la culasse de l'évaporateur d'emmagasiner de la chaleur sensible et à sa température d'augmenter pour suivre celle de la température de vaporisation. La charge thermique n'ayant pas variée, la stabilisation de  $T_R$  provoque une augmentation du flux reçu par la mèche. L'augmentation de ce flux et la baisse du sous-refroidissement du liquide à l'entrée de la mèche sont alors l'origine de l'augmentation du débit massique vaporisé. Le débit de vapeur atteint en régime stationnaire une valeur plus

élevée que celle obtenue pour  $T_R = 65^\circ\text{C}$ . Cette différence est due à la baisse de la chaleur latente de vaporisation.

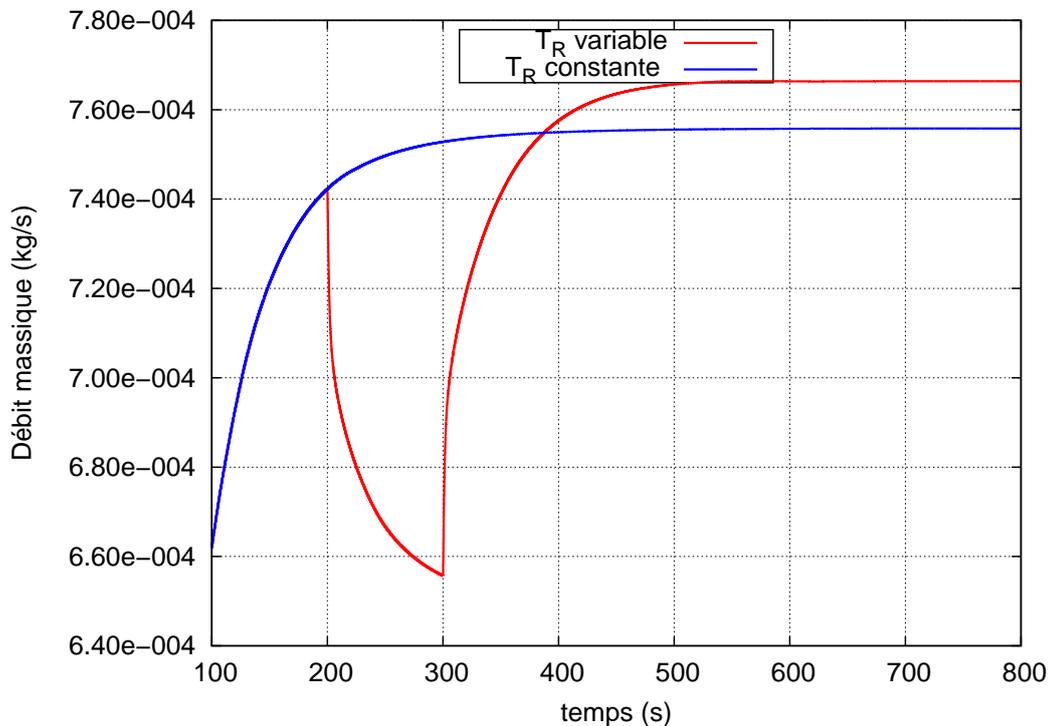


FIGURE 5.39: évolution temporelle du débit massique de vapeur.

### 5.3.3.3 Longueur diphasique dans le condenseur

La figure 5.40 montre l'évolution temporelle de la longueur diphasique dans le condenseur. Comme on l'a dit plus haut, l'augmentation des capacités de réjection de la chaleur par le condenseur qu'induit l'augmentation de  $T_R$  provoque une diminution significative de la longueur active du condenseur (de 36% suite à l'augmentation de  $10^\circ\text{C}$  de  $T_R$ ). La ré-augmentation de cette longueur après 300 s est provoquée par celle du débit vapeur, expliquée dans le paragraphe précédent.

### 5.3.3.4 Températures

#### Bâti métallique

La figure 5.41 permet de visualiser l'évolution de la température à la surface du bâti métallique. La réponse de ce bâti est très rapide en raison de sa forte diffusivité thermique. Une augmentation de  $15^\circ\text{C}$  de la température de consigne engendre une augmentation de  $14^\circ\text{C}$  de celle de la culasse de l'évaporateur. Ce résultat montre l'impact direct d'une modification de la température du réservoir sur celle de la surface en contact avec les éléments électronique dont on veut réguler la température.

#### Conduite liquide entre le condenseur et le réservoir

La figure 5.42 montre l'évolution temporelle de la température de fluide en cinq points de la conduite liquide qui relie le condenseur au réservoir. La variation de ces températures dépend beaucoup de l'évolution du débit de liquide à la sortie du condenseur. Leurs diminutions

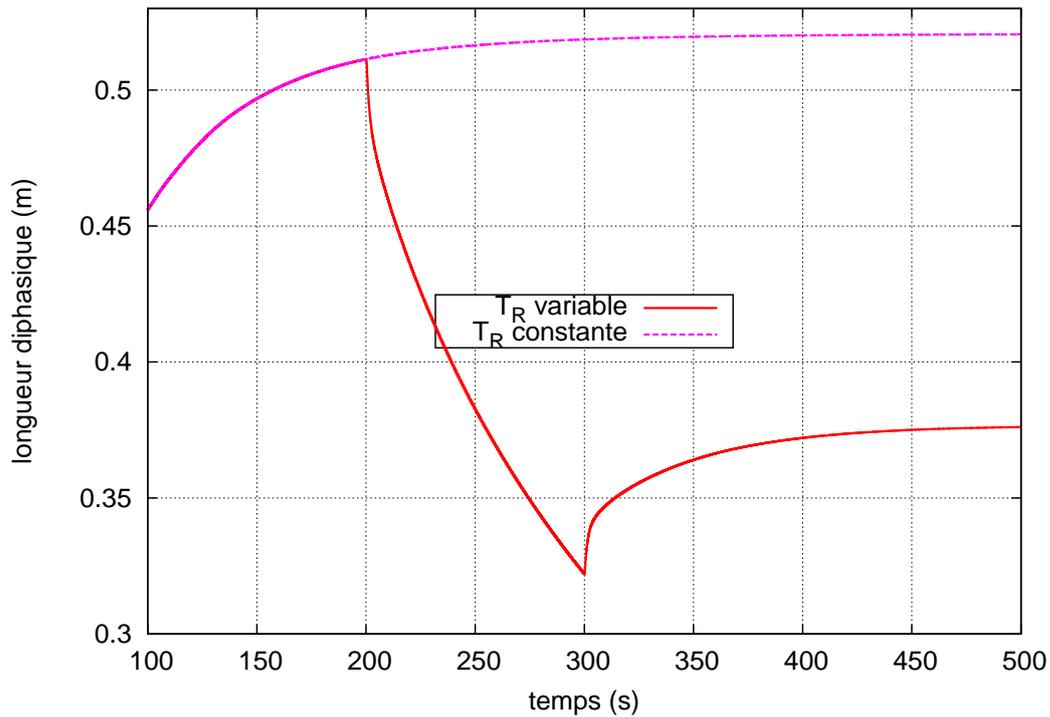


FIGURE 5.40: évolution temporelle de la longueur diphasique dans le condenseur.

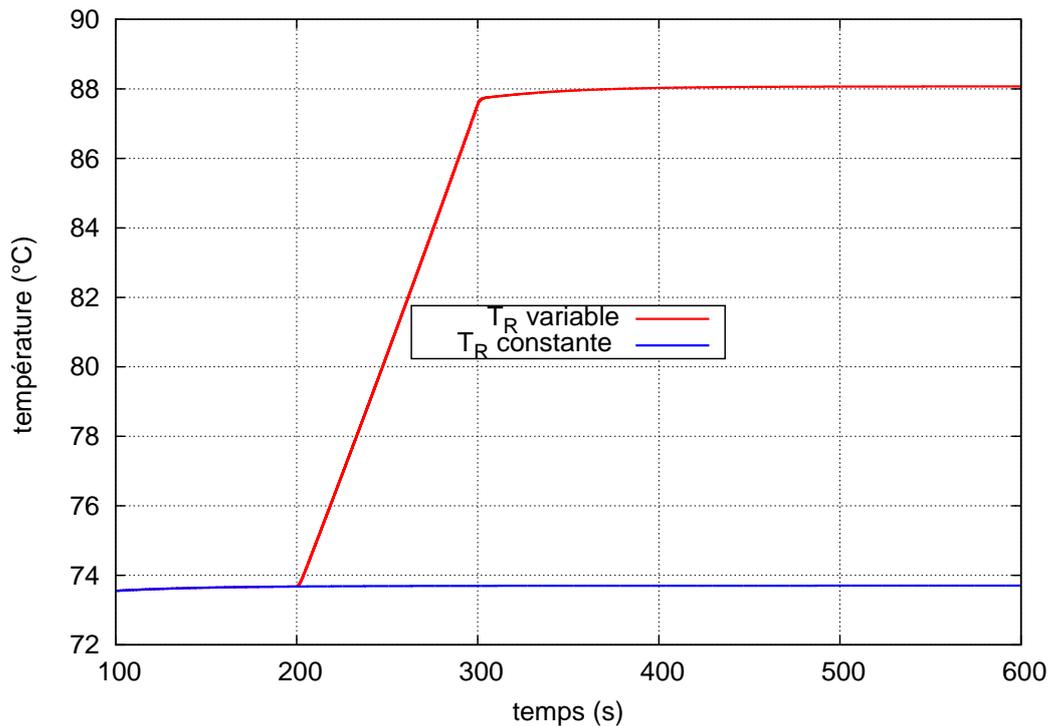


FIGURE 5.41: évolution de la température de la culasse de l'évaporateur.

provient en effet de la baisse de ce débit, le liquide ayant plus de temps pour se refroidir en fournissant de la chaleur à l'atmosphère plus froide. A l'inverse, la ré-augmentation du débit liquide après 300 s se traduit par une hausse immédiate de ces températures.

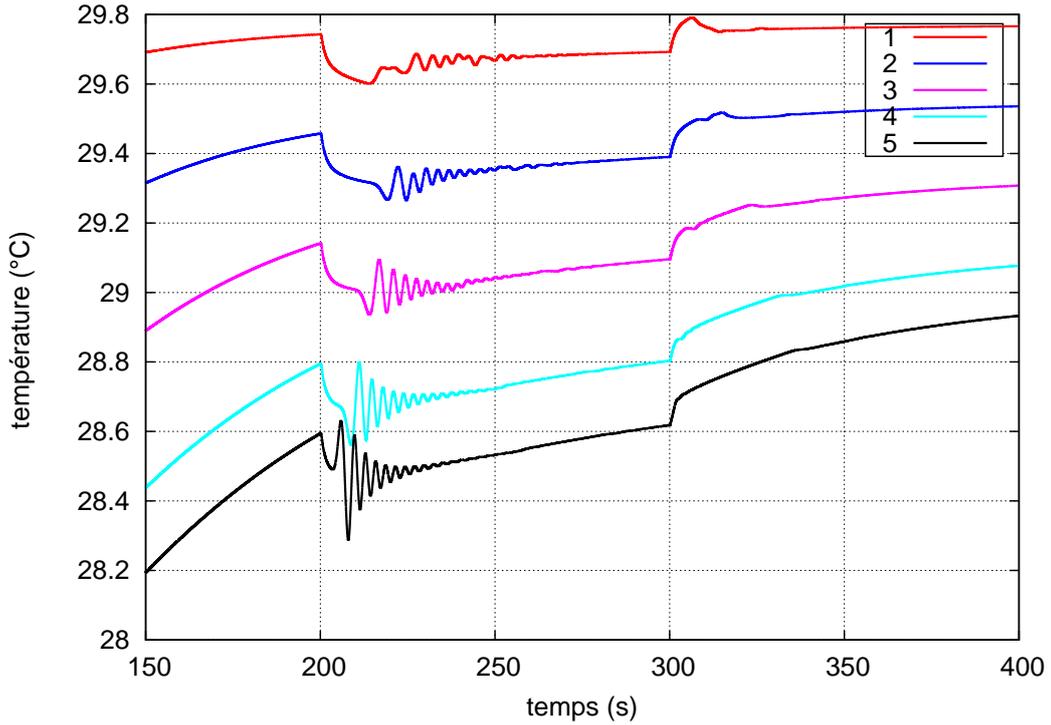


FIGURE 5.42: température du liquide dans la conduite liquide.

La figure 5.43 montre la variation temporelle de la température aux mêmes points de la paroi de cette conduite liquide. L'évolution de ces températures résulte principalement de l'échange de chaleur avec le liquide que contient la conduite et l'ambiance extérieure.

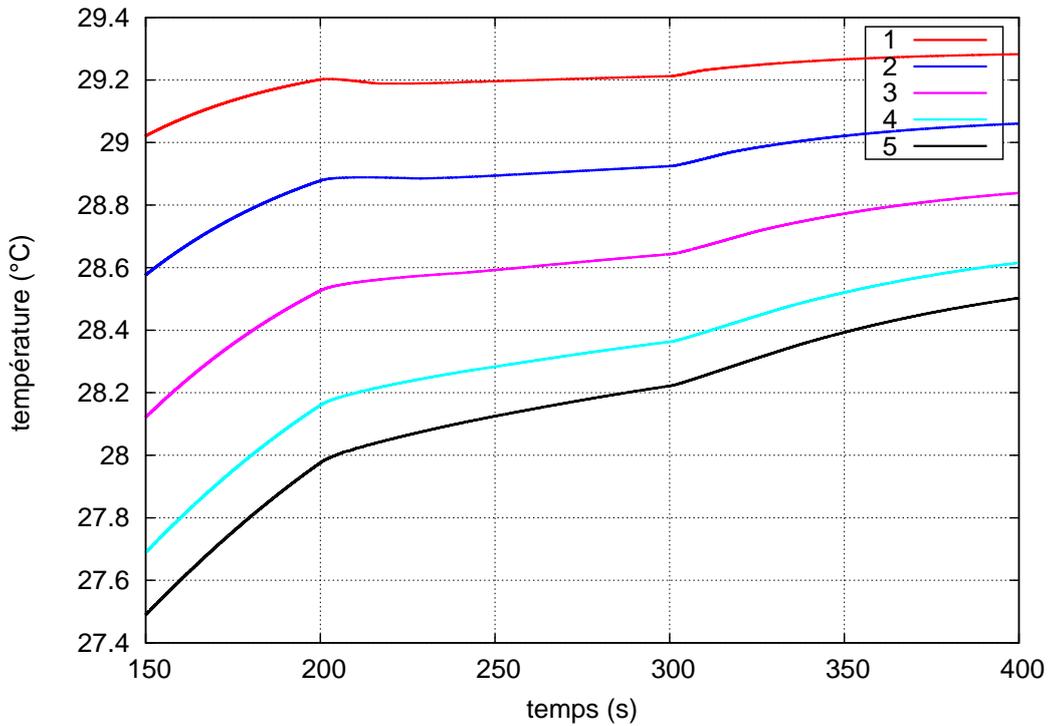


FIGURE 5.43: évolution temporelle de la température de la paroi de la conduite liquide.

## Partie basse du réservoir

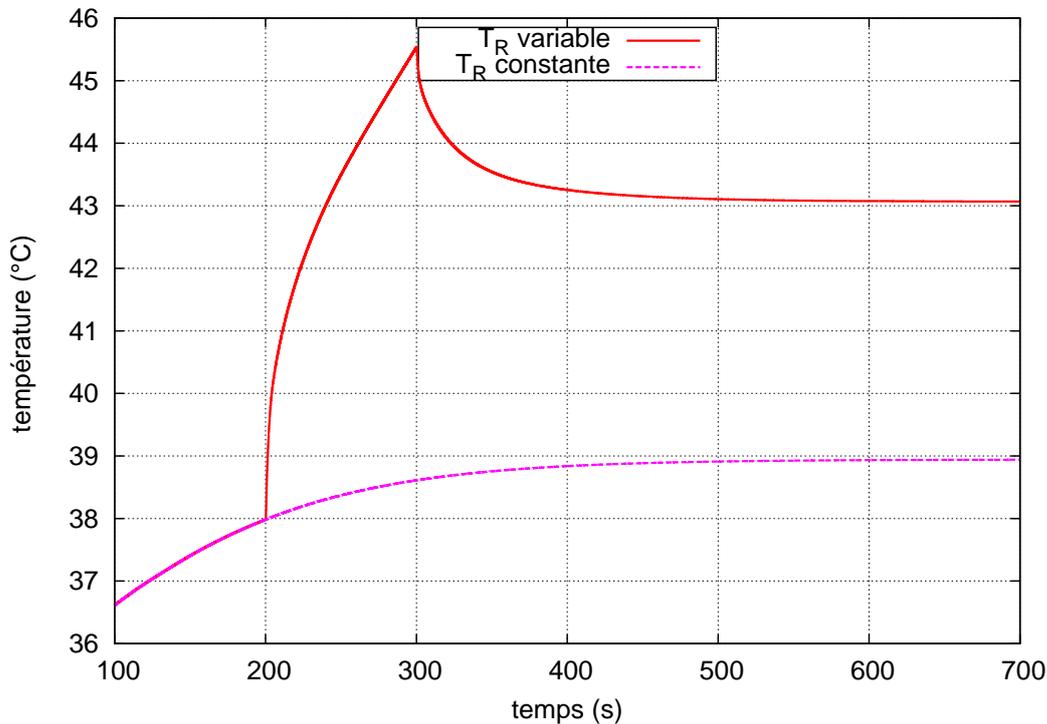


FIGURE 5.44: évolution temporelle de la température du liquide dans la partie basse du réservoir.

La figure 5.44 présente l'évolution de la température du liquide dans la partie basse du réservoir. L'augmentation de cette température est la conséquence directe de l'augmentation de la température de consigne appliquée à la partie haute du réservoir. La diminution de température qui se produit après 300 s est provoquée par l'arrivée de liquide froid en provenance du condenseur. On constate donc que la température de ce liquide, qui va alimenter l'évaporateur et qui aura donc une influence directe sur la poche de vapeur, dépend à la fois des conditions imposées à la partie haute du réservoir et de ce qui se passe en amont dans le condenseur.

La figure 5.45 montre l'évolution de la température de la paroi de la partie basse du réservoir, pilotée par celle du liquide qu'elle contient tout en restant plus froide puisqu'elle fournit de la chaleur à l'ambiance extérieure.

### Conduite liquide entre le réservoir et l'évaporateur

La figure 5.46 présente la variation de la température du liquide en cinq points régulièrement espacés de la conduite qui relie le réservoir à l'évaporateur (les points 1 et 5 sont respectivement à côté du réservoir et à côté de l'évaporateur). On retrouve le profil de température du liquide qui circule dans la partie basse du réservoir avec un décalage dans le temps fonction de la position du point et une atténuation qui résulte des échanges thermiques avec l'atmosphère extérieure ; globalement, le liquide perd 1 K en traversant cette conduite.

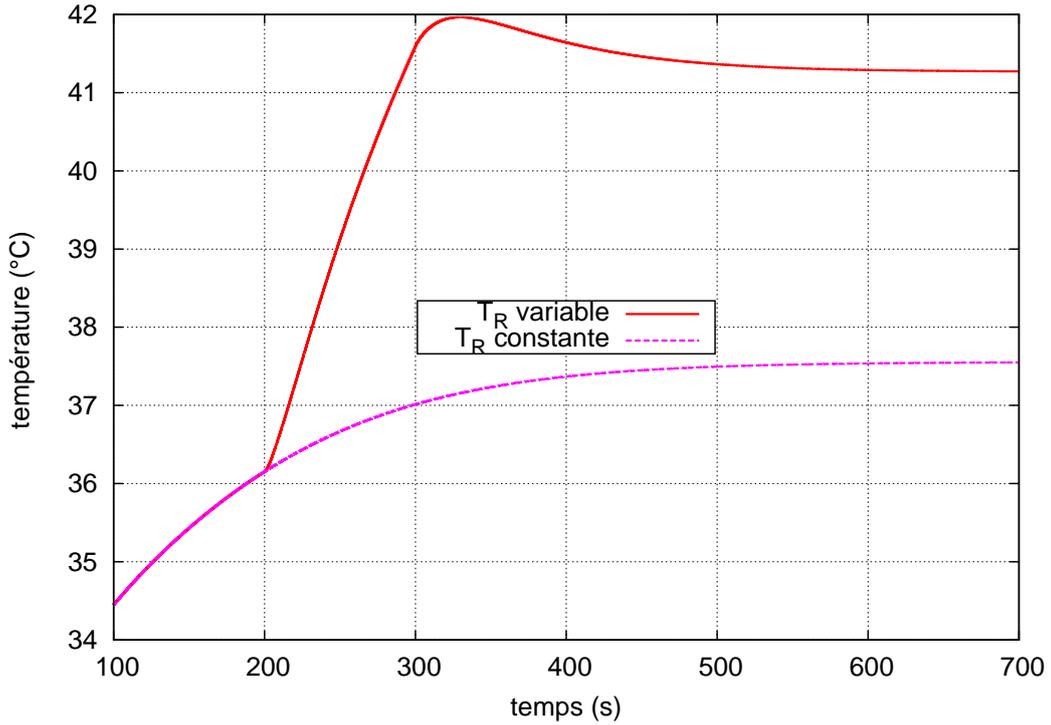


FIGURE 5.45: évolution temporelle de la température de la paroi de la partie basse du réservoir.

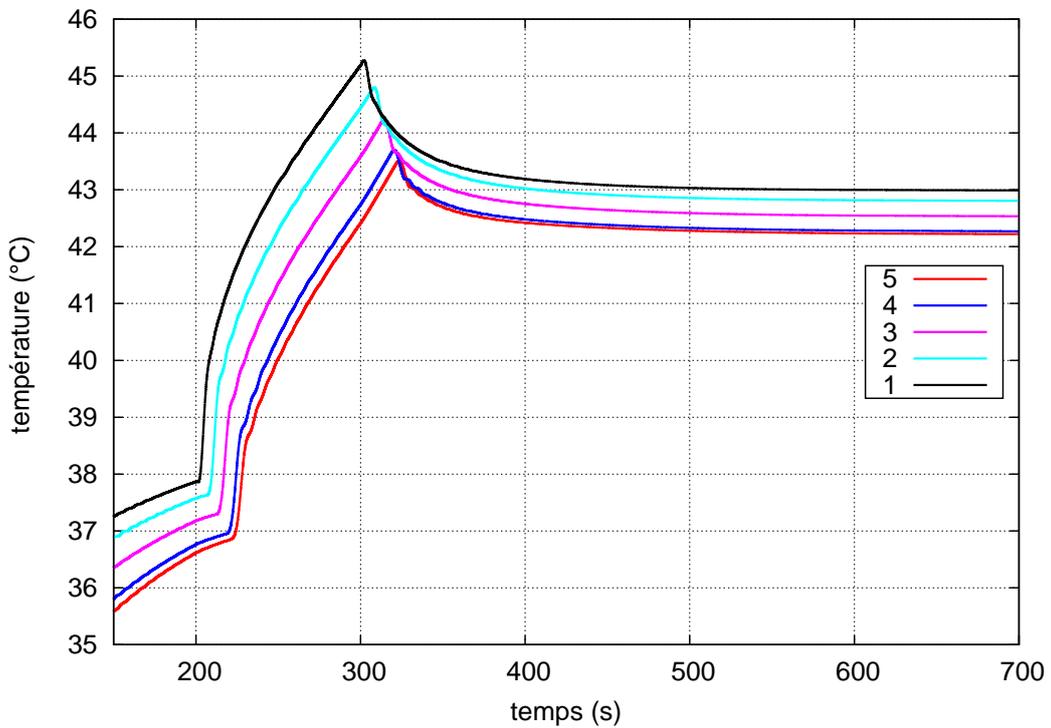


FIGURE 5.46: température du liquide dans la conduite qui relie le réservoir à l'évaporateur.

Comme on peut le constater sur la figure 5.47, la température de la paroi de cette conduite est principalement influencée par celle du liquide qui la parcourt, sauf au voisinage de l'extrémité qui est connectée à la paroi chaude de l'évaporateur.

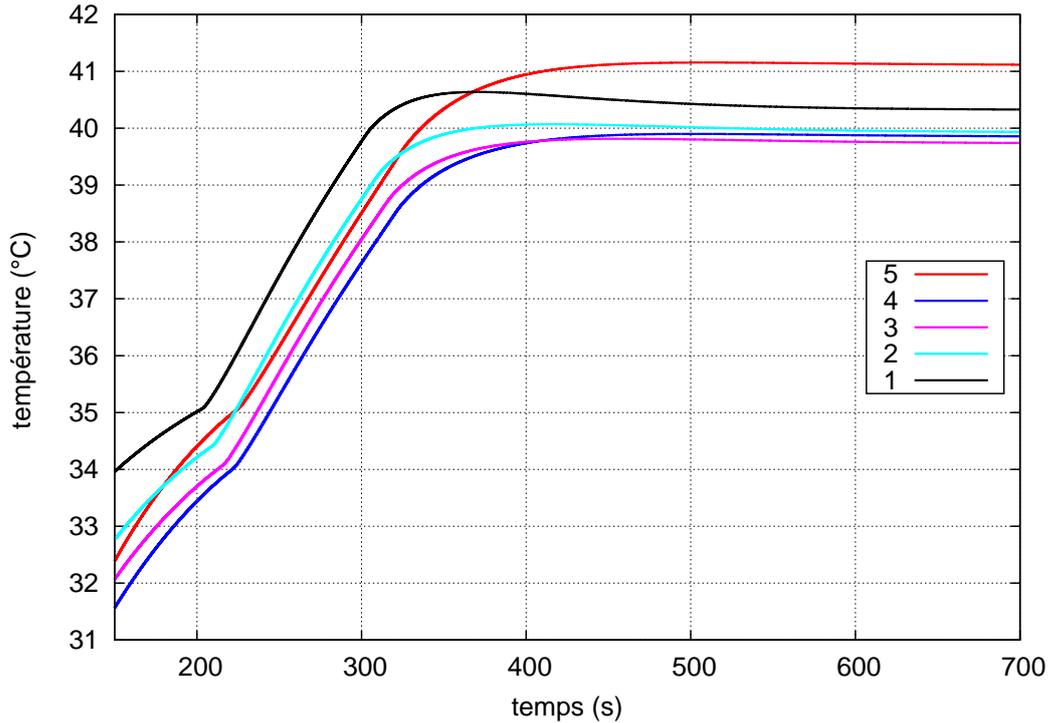


FIGURE 5.47: température de la paroi de la conduite réservoir-évaporateur.

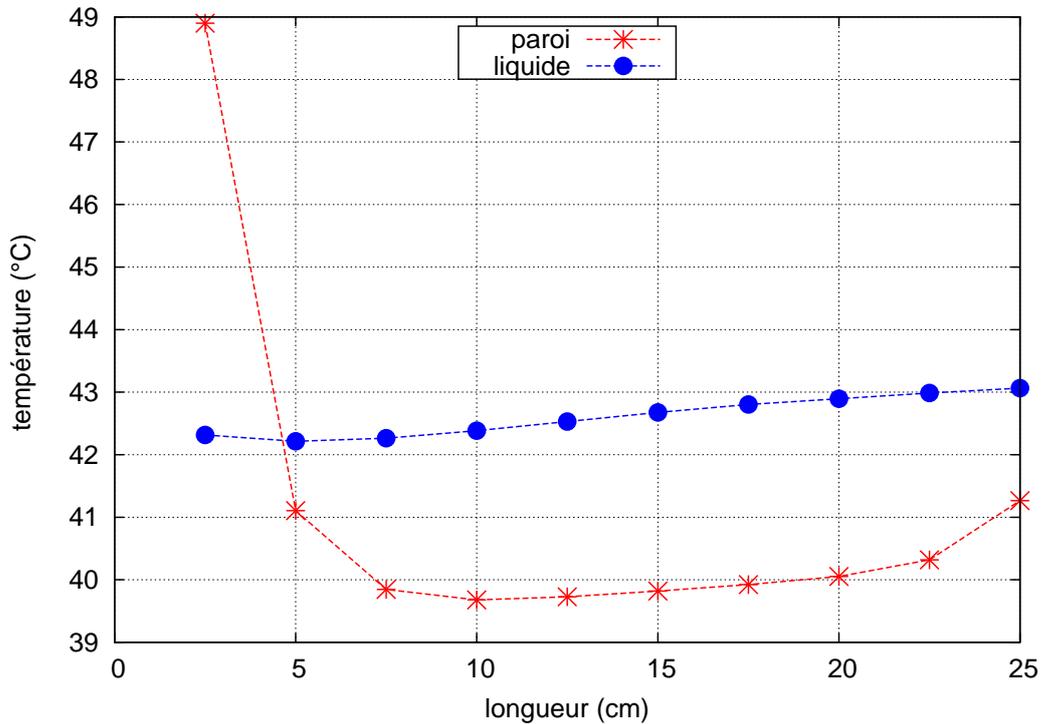


FIGURE 5.48: évolution spatiale de la température de la conduite liquide réservoir-évaporateur.

Ce point est confirmé par la figure 5.48 qui montre la variation spatiale des températures de la paroi de cette conduite une fois le régime permanent atteint. La paroi est toujours plus froide que le liquide qu'elle contient, sauf dans la partie proche du bâti métallique, beaucoup plus chaude que le liquide qu'elle délivre à l'évaporateur. La diminution de la température de

cette conduite est également limitée à l'extrémité opposée, connectée à la paroi du réservoir qui lui apporte de la chaleur.

### Liquide à l'entrée de la mèche

Finalement, nous allons nous intéresser à l'évolution temporelle de la température du liquide à l'entrée de la mèche. L'augmentation de la température du liquide qui pénètre dans l'évaporateur (qui gagne  $5,4^{\circ}\text{C}$  en passant de  $36,9^{\circ}\text{C}$  à  $42,3^{\circ}\text{C}$  comme on l'a constaté sur la figure 5.46) est renforcée à l'entrée de la mèche par l'action du flux parasite : la température à l'entrée de la mèche atteint près de  $73,3^{\circ}\text{C}$  comme on peut le voir sur la figure 5.49.

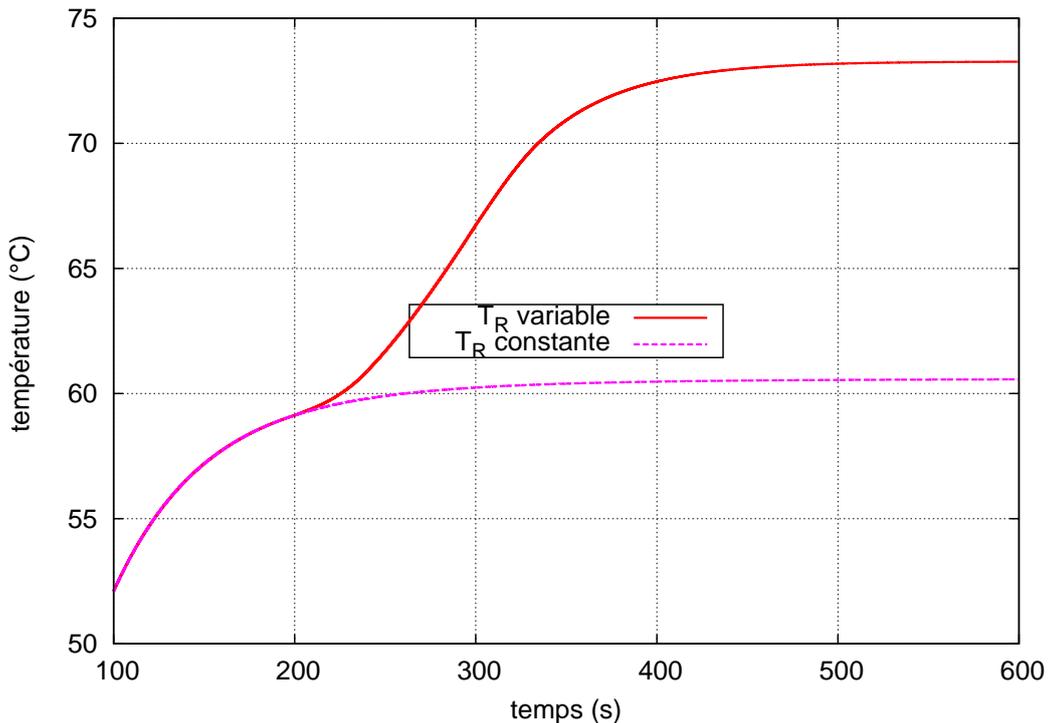


FIGURE 5.49: évolution temporelle de la température du liquide à l'entrée de la mèche.

#### 5.3.3.5 Flux thermiques dans l'évaporateur

Comme on l'a expliqué précédemment, la hausse de  $T_R$  commence par provoquer une diminution du flux thermique que le bâti métallique applique à la surface de la mèche. Cette diminution a un impact direct sur le flux vaporisé, qui baisse également comme on peut le constater sur la figure 5.50. Quant au flux parasite, son amplitude dépend d'une part de l'écart de température entre la surface de vaporisation et le liquide qui pénètre dans la mèche et d'autre part du débit du fluide qui circule dans la mèche. On a vu que l'augmentation de  $T_R$  provoquait une baisse momentanée et modérée (de l'ordre de 1%) du débit vaporisé. Elle provoque également une hausse de la température de la surface de vaporisation (dont l'augmentation de la température de la culasse montrée par la figure 5.41 est une conséquence directe) et du liquide qui entre dans la mèche : une hausse de la température de vaporisation accroît le flux parasite alors qu'une hausse de température du liquide qui pénètre dans la mèche le diminue. Globalement, on constate que c'est l'augmentation de la température de vaporisation qui l'emporte et que le flux parasite s'accroît suite à l'augmentation de  $T_R$ . A

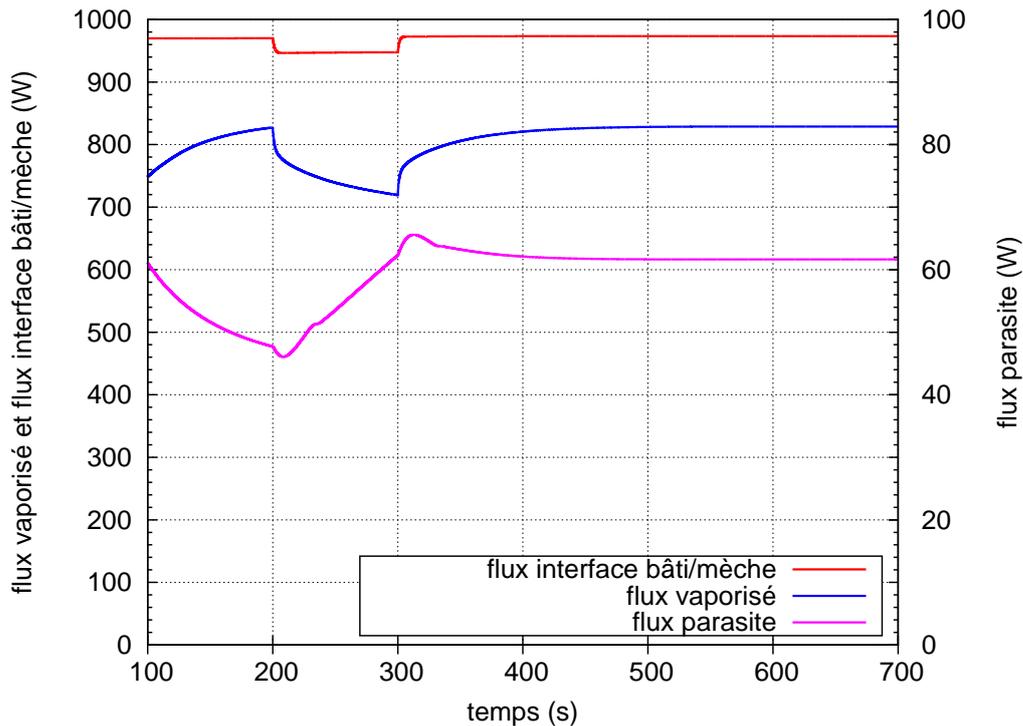


FIGURE 5.50: évolution temporelle des flux thermiques dans l'évaporateur.

la fin de la période d'augmentation de  $T_R$ , la hausse de la température du liquide à l'entrée de la mèche, qui n'est pas terminée, provoque une chute du flux parasite.

### 5.3.3.6 Profondeur de la poche vapeur dans la mèche

Nous allons maintenant analyser le comportement de la poche vapeur à la suite de la variation de la température de consigne. D'après les simulations faites au chapitre 3 sur un évaporateur isolé, nous savons que la profondeur de la poche vapeur diminue quand la température de vaporisation augmente et s'accroît quand le sous-refroidissement du liquide diminue.

L'augmentation de la température de consigne imposée au réservoir permet d'avoir ces deux phénomènes simultanément, l'augmentation de la température de saturation dans l'évaporateur et la diminution de sous-refroidissement du liquide qui pénètre dans la mèche.

La figure 5.51 permet de décrire le comportement dynamique de la poche vapeur. Trois phases peuvent être distinguées :

- Entre 200 s et 300 s, la température de saturation dans la mèche poreuse, qui est à peu de chose près la température de consigne, et la température du liquide à l'entrée de la mèche, croissent toutes les deux de manière monotone. L'augmentation de la température de vaporisation étant plus rapide que celle du liquide à l'entrée de la mèche (voir figures 5.49 et 5.36), la profondeur de la poche vapeur commence par diminuer.
- A partir de 300 s, la température de consigne est constante alors que la température du liquide à l'entrée de la mèche continue à augmenter approximativement jusqu'à 500 s. La poche de vapeur met à peu près 10 s pour inverser son comportement ; pendant cette période, sa profondeur dans la mèche varie peu.
- A partir de 310 s, la profondeur de la poche vapeur augmente ; elle mettra à peu près 520 s pour se stabiliser à une valeur significativement plus faible que si  $T_R$  était restée égale à  $65^\circ\text{C}$ .

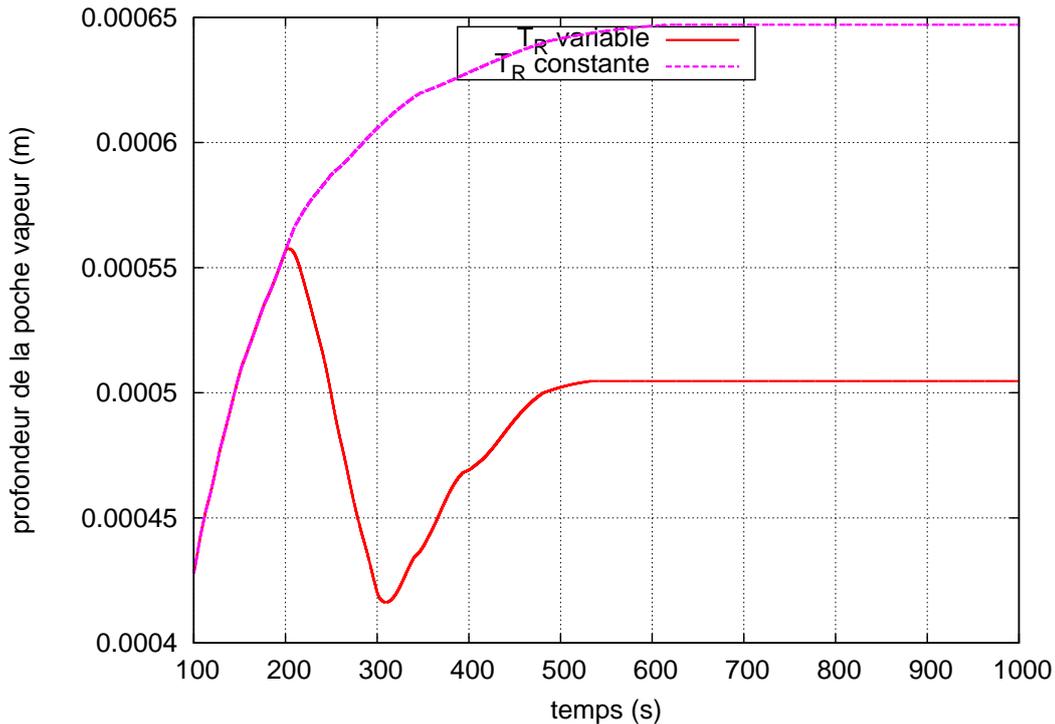


FIGURE 5.51: évolution temporelle de la profondeur de la poche vapeur.

## 5.4 Comportement de l'évaporateur dans la boucle

### 5.4.1 Conductance de l'évaporateur

Pour décrire les performances globales de l'évaporateur, définissons la conductance d'évaporateur :

$$G_{evap} = \frac{\dot{Q}}{T_{bati} - T_R} \quad (5.1)$$

où  $\dot{Q}$  est la charge thermique appliquée à l'évaporateur,  $T_{bati}$  est la température de la paroi extérieure du bati métallique et  $T_R$  la température de saturation dans le réservoir.

La figure 5.52 montre la variation de la conductance calculée par notre modèle et celle issue des travaux expérimentaux de Lossouarn. Les allures de ces deux courbes sont en bon accord et montrent que  $G_{evap}$  augmente avec la puissance.

### 5.4.2 Poche vapeur

La figure 5.53 montre l'allure de la poche vapeur en régime stationnaire pour différentes puissances appliquées. La dynamique de formation de cette poche varie en fonction de la puissance mais on peut constater sur cette figure qu'en régime permanent, la taille de cette poche est pratiquement indépendante de la puissance transférée. Ce résultat peut paraître surprenant puisque nous avons montré au chapitre 3 que cette taille augmentait de manière tout à fait significative avec la puissance appliquée.

Comment peut on expliquer ce résultat ?

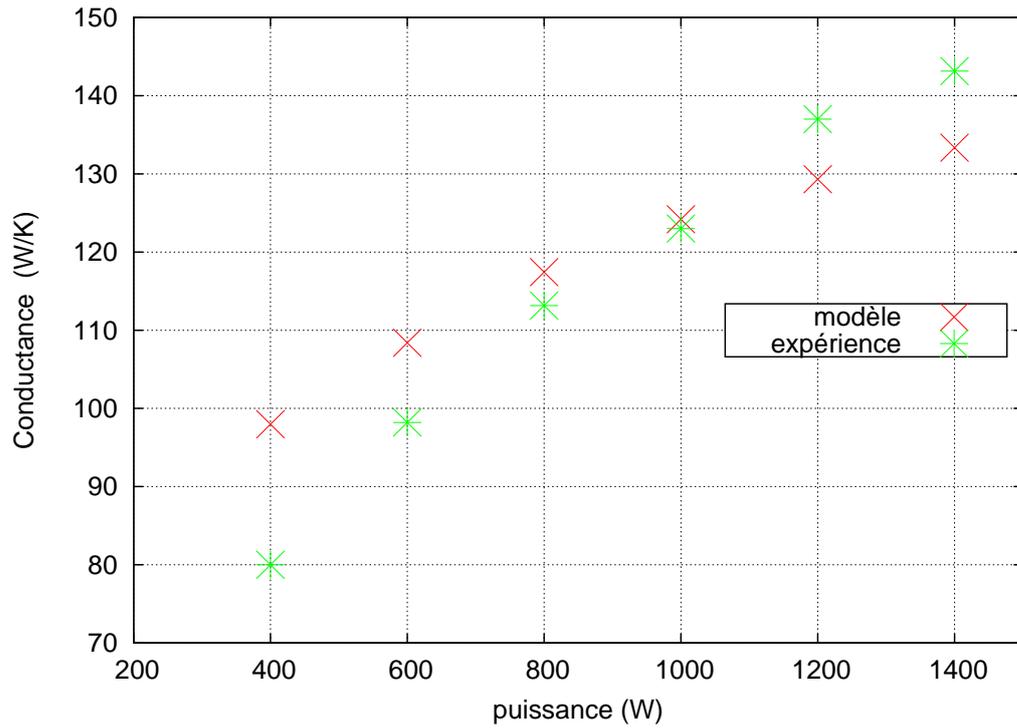


FIGURE 5.52: Conductance de l'évaporateur.

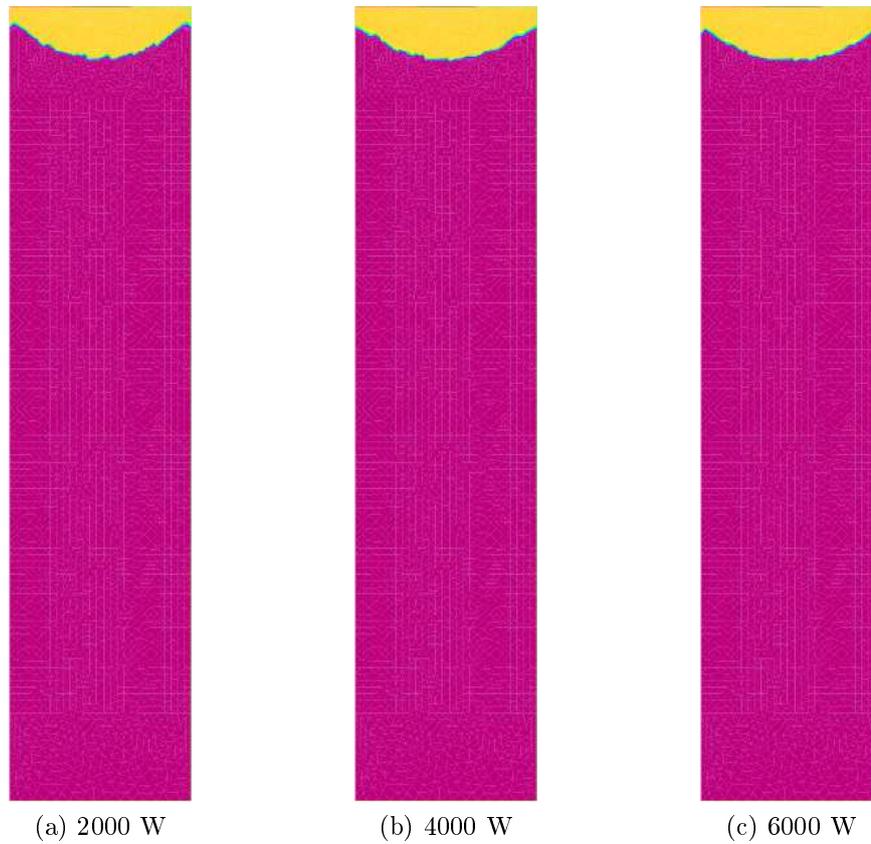


FIGURE 5.53: Poche vapeur

La figure 5.54 montre l'évolution temporelle du débit massique de vapeur pour les trois

puissances étudiées. Ce débit augmente logiquement avec la puissance appliquée. Il agit bien évidemment sur la dynamique des phénomènes qui se produisent dans le reste de la boucle, comme nous l'avons vu dans la partie précédente ; la figure 5.55 montre par exemple l'impact de cette augmentation sur la température du liquide à l'entrée de la mèche : le sous refroidissement du liquide augmente avec la puissance.

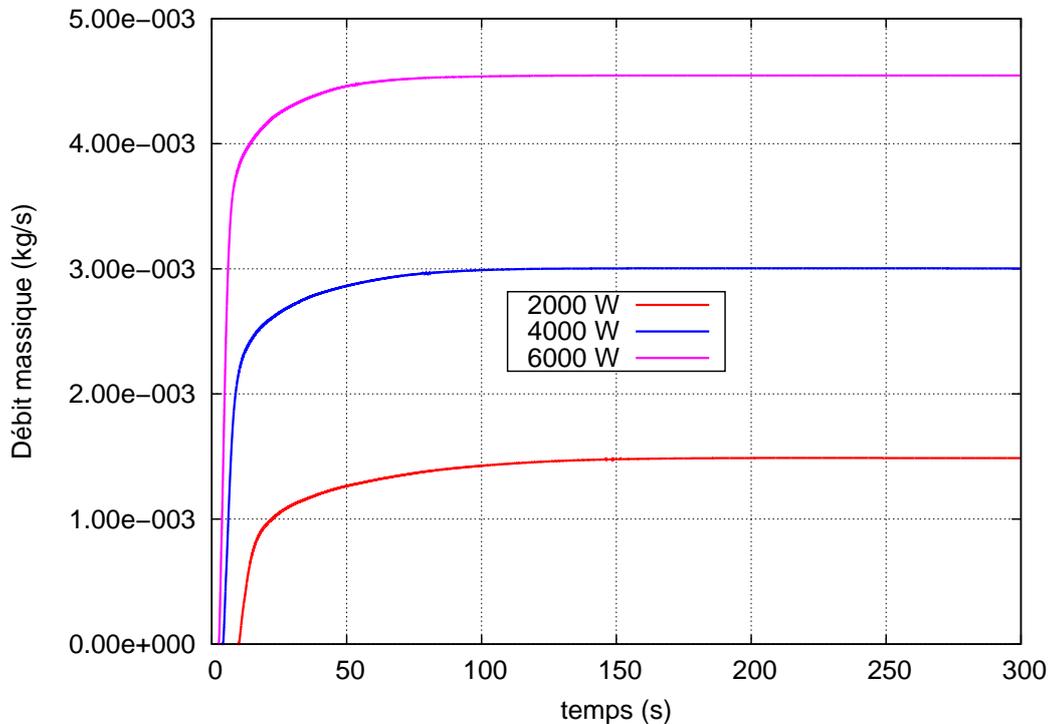


FIGURE 5.54: Débits massiques de vapeur pour différentes puissances

L'augmentation de la puissance provoque deux phénomènes thermique et hydraulique : l'accroissement du flux de chaleur qui pénètre dans la mèche d'une part et d'autre part l'augmentation du sous-refroidissement à l'entrée de la mèche. Ces deux effets se compensent et stabilisent la dimension de la poche vapeur.

### 5.4.3 Influence du coefficient d'accommodation

Enfin, nous terminerons ce chapitre en étudiant l'influence du modèle de changement de phase sur la description du transfert de masse et de chaleur dans la mèche. La variation du coefficient d'accommodation  $a$ , qui figure dans l'équation 3.16, modifie le taux de vaporisation dans chaque VER. La figure 5.56 illustre l'évolution de la profondeur de la poche vapeur pour plusieurs valeurs de ce coefficient. Son augmentation se traduit par un accroissement, faible, du flux vaporisé et par une diminution de la profondeur de l'interface de vaporisation.

La variation du coefficient d'accommodation a également un impact sur le comportement thermique du bâti métallique. Pour une charge thermique donnée, une diminution du coefficient d'accommodation provoque une diminution du taux de vaporisation. La température de l'interface de vaporisation restant à la valeur saturante, une plus grande part de la charge thermique sert par conséquent à réchauffer la poche vapeur, ce qui provoque en cascade une

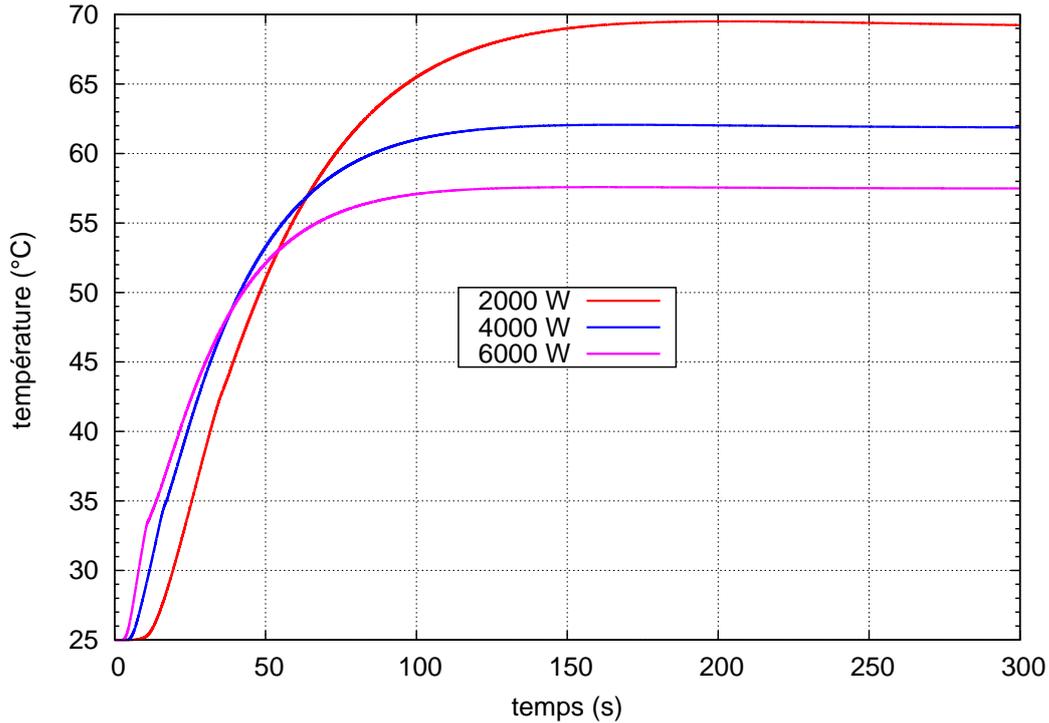


FIGURE 5.55: Température de liquide à l'entrée de la mèche pour différentes puissances

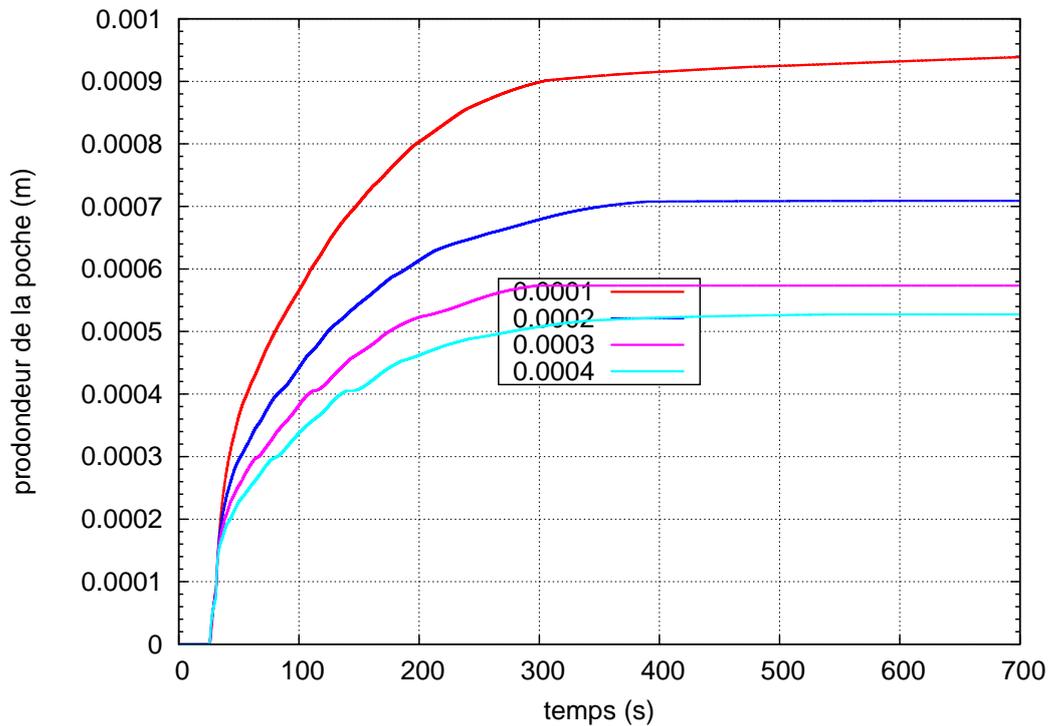


FIGURE 5.56: Profondeur de la poche vapeur en fonction des coefficients d'accommodation

augmentation de la température du bâti. Comme on peut le constater sur la figure 5.57, la diminution d'un facteur 4 du coefficient d'accommodation provoque une augmentation de 4°C de la température de la culasse.

Ce coefficient d'accommodation est l'un des deux paramètres de notre modèle, le deuxième étant la conductance thermique  $G_R$  entre les parties haute et basse du réservoir, dont la

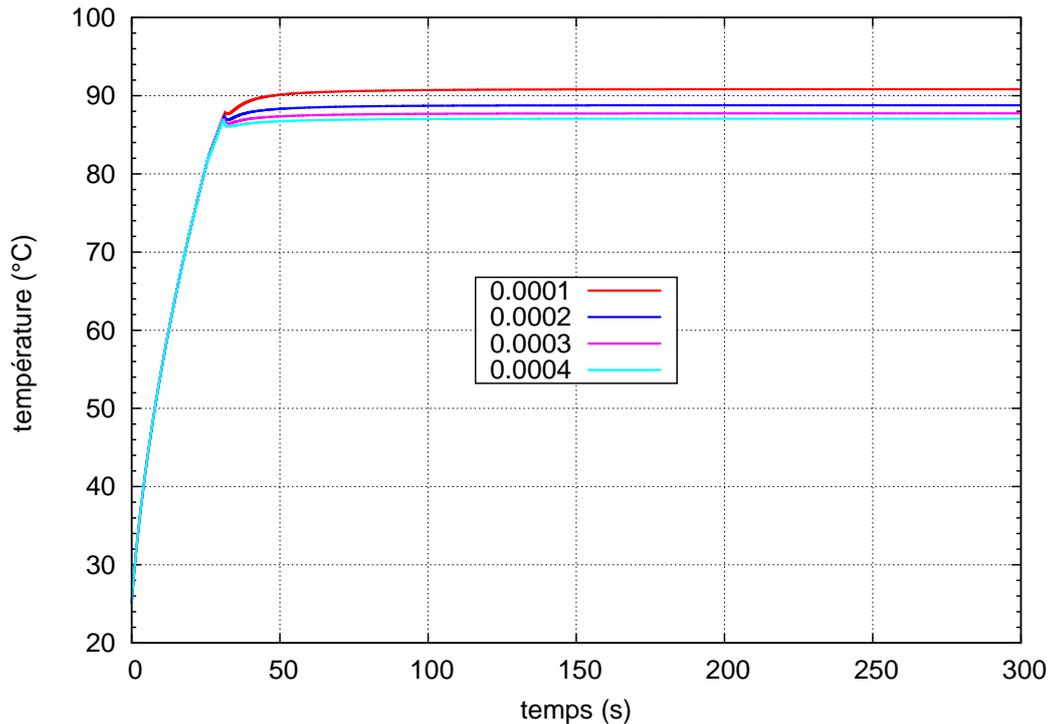


FIGURE 5.57: Température du bâti en fonction des coefficients d’accommodation

valeur est issue de l’expérience. C’est le paramètre le plus important puisqu’il a un impact sur le comportement thermodynamique de la boucle à travers son influence sur la description des phénomènes physiques que se déroulent dans la mèche de l’évaporateur. La valeur retenue ( $a = 0,0004$ ) permet, comme on l’a constaté sur la figure 5.2, de retrouver les résultats expérimentaux de D. Lossouarn.

## 5.5 Conclusion

Ce chapitre présente les résultats issus de l’exploitation du modèle instationnaire décrit dans le chapitre précédent et permet de déterminer les principaux traits qui caractérisent le comportement d’une boucle de type CPLIP, que ce soit pendant la phase de démarrage ou à la suite d’une modification de la sollicitation thermique. Les résultats obtenus ont été confrontés aux relevés expérimentaux obtenus lors d’une campagne expérimentale réalisée aux cours de précédents travaux. Le modèle donne une bonne estimation des températures du système pour les sollicitations de puissance très sévères rencontrées dans l’industrie ferroviaire.

Les principaux résultats que ce modèle thermodynamique global a permis d’obtenir sont résumés dans les points qui suivent.

- L’étude de la réponse de la CPLIP à une variation de la charge thermique appliquée sur la culasse de l’évaporateur a permis de décrire les phénomènes physiques couplés mis en jeu en différents points de la boucle. La comparaison avec les résultats expérimentaux indique une surestimation du débit massique du liquide à la sortie du condenseur. Il s’agit d’une conséquence directe de la non prise en compte de l’inertie thermique de la culasse de ce condenseur et du modèle encore simpliste du condenseur, qui ne permet pas de retranscrire de façon suffisamment précise les phénomènes physiques complexes qui se produisent dans la zone diphasique.

- Si le condenseur n'est pas sous-dimensionné, la variation de la température de la source froide n'a pas un effet significatif sur le comportement thermique de l'évaporateur. Il y a alors découplage entre la source chaude et la source froide.
- La modification de la température du réservoir se répercute par contre directement sur la température du bâti métallique en contact avec les composants électroniques que l'on cherche à refroidir. En ce sens, le réservoir joue bien son rôle en permettant de contrôler la température dans l'ensemble de la boucle, et en particulier au niveau de la culasse de l'évaporateur.

Finalement, une étude a été menée sur la dynamique d'évolution de la dimension de la poche vapeur. Les simulations numériques montrent que la taille de la poche vapeur est indépendante de la puissance transférée lorsque l'évaporateur est couplé au reste de la boucle. Cette grande stabilité de comportement provient du fait que l'accroissement du flux de chaleur qui pénètre de la partie supérieure de la mèche est compensé par celui du sous-refroidissement du liquide qui y pénètre à l'extrémité opposée.

# Conclusion et perspectives

Dans sa stratégie pour refroidir les composants d'électronique de puissance utilisés dans la traction électrique et pour réduire les coûts de maintenance, Alstom Transport envisage l'utilisation de boucles fluides diphasiques à pompage capillaire.

Le travail de cette thèse porte sur la description du comportement thermodynamique global de la boucle en phases transitoires. L'originalité de ce travail réside dans l'étude du transfert de masse et de chaleur dans la mèche contenue dans l'évaporateur.

Un modèle mathématique instationnaire 2D a été développé au cours de cette étude, modèle qui permet de décrire les transferts de masse et de chaleur avec changement de phase dans le corps poreux. Ce modèle indique la formation d'une poche vapeur sous la panne chauffante. L'endroit où cette poche vapeur prend naissance dépend de la surchauffe à la nucléation. La poche vapeur se développe à partir du milieu de la surface de la panne chauffante lorsque la surchauffe est uniforme alors que la nucléation démarre au voisinage de la cannelure lorsque la surchauffe est non uniforme.

Une étude paramétrique portant sur la dynamique de la croissance de la poche vapeur permet d'aboutir aux conclusions suivantes :

- les cannelures gravées dans la mèche reculent le risque de désamorçage ;
- les mèches à faible porosité permettent de limiter le risque de désamorçage par percolation de la vapeur ;
- le sous-refroidissement du liquide permet d'éviter la génération de vapeur à l'entrée de la mèche.

Une étude paramétrique a également été menée sur l'évolution du flux parasite en fonction de plusieurs paramètres. Les principales conclusions sont :

- le rendement de l'évaporateur augmente avec la puissance thermique ;
- les mèches isolantes limitent le flux parasite ;
- les mèches à faible porosité favorisent la perte de flux thermique à travers la mèche (flux parasite) ;
- les sous-refroidissements importants augmentent l'amplitude du flux parasite.

La comparaison avec les travaux numériques et expérimentaux de T. Coquard a montré la capacité de ce modèle à décrire l'existence d'une poche vapeur dans la mèche.

Le milieu poreux pris en compte dans ce travail de modélisation a une distribution de taille de pores uniforme. Les résultats numériques de T. Coquard ont montré que la taille et la forme de la poche vapeur dépendent de la distribution de la taille de pores considérée. L'amélioration de la représentation du milieu poreux semble être un élément important et qui devra être pris en compte pour améliorer la description de la croissance de la poche vapeur dans la mèche.

La température de la vapeur contenue dans les cannelures varie spatialement suivant l'axe de ces cannelures. Cette évolution spatiale ne peut être réellement prise en compte qu'avec une

modélisation 3D, qui permettra ainsi d'améliorer la description des phénomènes physiques qui se développent dans la mèche.

Le modèle d'évaporateur est couplé avec le modèle du reste de la boucle. Le modèle global qui en résulte nous a permis de décrire en régime transitoire l'ensemble des phénomènes physiques qui se développent dans tous les éléments de la boucle, y compris les transferts de masse et de chaleur dans le milieu poreux contenu dans l'évaporateur.

Le modèle est validé par une confrontation avec quelques résultats expérimentaux issus des travaux réalisés sur un dispositif spécialement conçu par EHP pour Alstom Transport. Le modèle donne une bonne estimation des températures du système pour les sollicitations de puissance très sévères rencontrées dans l'industrie ferroviaire.

L'étude de la phase de démarrage de la CPLIP a mis en exergue l'influence qu'elle a sur le fonctionnement de la boucle. Les fortes pertes de charge subies par la boucle ainsi que le choc thermique qui se produit au niveau de réservoir sont principalement dus à l'importance du débit massique de liquide au cours de cette phase.

Le modèle a ensuite été exploité en étudiant l'influence de paramètres jouant un rôle important sur le comportement thermodynamique de la boucle en général et de l'évaporateur en particulier. La variation de la charge thermique appliquée sur la culasse de l'évaporateur a permis de décrire les phénomènes physiques mis en jeu dans la boucle.

La surestimation du débit massique du liquide à la sortie du condenseur montre les limites de notre modèle de condenseur pour décrire la dynamique hydraulique de la boucle. Cette surestimation résulte en grande partie de la non prise en compte de l'inertie thermique de la culasse de ce condenseur, mais également du modèle simpliste sous bien des aspects et qui est loin de retranscrire les phénomènes physiques complexes qui se produisent dans la zone diphasique. Il serait nécessaire d'approfondir la modélisation de cet élément, passant par exemple par une discrétisation spatiale. L'étape la plus immédiate consiste en tous cas à prendre en compte la culasse métallique du condenseur pour améliorer la description des phénomènes hydrauliques dans la boucle.

L'étude de la réponse de la CPLIP à une variation de la température de la source froide a montré que cette variation avait très peu d'influence sur le comportement thermique de l'évaporateur, ce qui prouve l'existence d'un fort découplage de fonctionnement entre le condenseur et l'évaporateur. En d'autres termes, les perturbations que le condenseur peut subir n'ont pas d'influence sur l'électronique de puissance connectée à l'évaporateur.

Enfin, une étude a été menée portant sur l'impact d'une variation de la température de consigne imposée au réservoir sur le fonctionnement de la boucle. La température du réservoir a un impact important sur le fonctionnement de tous les éléments de cette boucle. La modification de cette température se répercute sur la température du bâti métallique en contact avec les composants électroniques de puissance à refroidir : le réservoir joue bien son rôle en permettant de contrôler la température dans l'ensemble de la boucle.

Ce travail de thèse montre que la conception de ce système assure une remarquable stabilité de la poche vapeur au sein de la mèche : les variations de la charge thermique appliquées à l'évaporateur et les modifications de la température du liquide à l'entrée de la mèche qui en résultent stabilisent les phénomènes thermodynamiques dans la mèche. Cela explique la raison pour laquelle cette mèche métallique, relativement bonne conductrice de la chaleur, permet à l'évaporateur de supporter des charges thermiques importantes.

Dernièrement, V. Dupont [47] a présenté une nouvelle méthode passive pour maintenir la température  $T_R$  de la partie haute du réservoir à une valeur de consigne sans cartouche chauffante. Cette méthode consiste à injecter des gaz incondensables dans la partie haute du réservoir pour assurer une pression minimale dans le système, quelles que soient les conditions thermiques rencontrées en cours de fonctionnement de la boucle. Le comportement thermique du réservoir de la CPLIP se rapproche alors de celui d'une LHP. Ce nouveau concept permet à la boucle d'être totalement passive mécaniquement et électriquement. Pour décrire ce comportement, la partie haute de réservoir doit être modélisé de façon beaucoup plus précise pour décrire le comportement thermodynamique du fluide qu'il contient.

Ce travail de thèse sera suivi d'une thèse portant sur le génération de gaz incondensables dans la boucle. La CPLIP est une enceinte close dans laquelle les phases liquide et vapeur d'un fluide sont en contact avec des matériaux de natures différentes. Les éventuelles réactions chimiques entre matériaux et/ou entre le fluide et les matériaux avec lesquels le fluide est en contact doivent être évités pour garantir les performances de la boucle au cours du temps : la décomposition des matériaux et du fluide conduisent à la génération de gaz incondensables responsable d'un ensemble de phénomènes, dont l'une des conséquences importante est l'augmentation de la température de fonctionnement. Les résultats issus d'une étude bibliographique montrent par exemple une incompatibilité entre le nickel et les alcools (éthanol, méthanol) ainsi qu'entre le nickel et l'acétone à hautes températures (supérieure à 120 °C). D'autres fluides ont des propriétés qui peuvent les rendre intéressants à étudier (toluène, pentane, R245fa, etc.). Un travail important doit être mené dans ce domaine pour assurer un comportement satisfaisant sur les très longues durées de vie des systèmes dont on cherche à contrôler la température de fonctionnement.



# Bibliographie

- [1] Stephane Carbelli. *Contribution à l'identification et à l'estimation des contraintes de fatigue thermique des convertisseurs intégrés pour la traction électrique*. PhD thesis, Thèse de Doctorat de l'Université Henri Poincaré, Nancy 1, septembre 2003.
- [2] Marc Debruyne. *Apport de l'électronique de puissance pour la traction électrique*. *Techniques de l'Ingénieur*, 2010.
- [3] S. Lefebvre and B. Multon. *Commande des semi-conducteurs de puissance : contextes*. *Techniques de l'Ingénieur*, août 2002.
- [4] S. Lefebvre and B. Multon. *Commande des semi-conducteurs de puissance : Principes*. *Techniques de l'Ingénieur*, août 2002.
- [5] J. Leclercq. *Électronique de puissance, Éléments de technologie*. *Techniques de l'Ingénieur* - réf. D 3220, décembre 1994.
- [6] Boubakeur Mecheri. *Refroidissement diphasique d'une armoire de télécommunication*. PhD thesis, Thèse de Doctorat de l'Université de Technologie de Belfort-Montbéliard et de l'université de Franche-Comte, février 2011.
- [7] David Lossouarn. *Étude théorique et expérimentale de refroidissement diphasique à pompage capillaire de convertisseurs de puissance à haute densité de flux de chaleur pour la traction ferroviaire*. PhD thesis, Thèse de Doctorat de l'Université de Poitiers, Janvier 2008.
- [8] Lora Kamenova. *Modélisation thermo-hydraulique de caloducs miniatures plats à faible épaisseur pour des applications électroniques*. PhD thesis, Thèse de Doctorat en cotutelle de L'INP Grenoble et de l'Université Technique de Sofia, novembre 2007.
- [9] Mathieu Bancelein. *Etude de l'évaporateur d'une capillary pumped loop*. Technical report, Ecole Normale Supérieure, 2009.
- [10] Nicolas Blet. *Modélisation globale d'une boucle diphasique à pompage capillaire, type cpl, en instationnaire*. Technical report, École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, 2011.
- [11] Francis J. Stenger. *Experimental feasibility of water-filled capillary-pumped heat-transfer loop*. *Lewis Research Center, Ohio*, 1966.
- [12] Yu.F. Maydanik, M.A. Chernysheva, and V.G. Pastukhov. *Review : Loop heat pipes with flat evaporators*. *Applied Thermal Engineering*, 67 :294–307, 2014.
- [13] Laurent Lachassagne. *Développement expérimental et modélisation numérique d'une boucle diphasique à pompage capillaire en environnement gravitaire : application au refroidissement de composants d'électronique de puissance en contexte automobile*. PhD thesis, Thèse de Doctorat de l'École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique de Poitiers, Décembre 2010.

- 
- [14] Jocelyn Bonjour, Frédéric Lefèvre, Valérie Sartre, Yves Bertin, Cyril Romestant, Vincent Ayel, and Vincent Platel. Systèmes diphasiques de contrôle thermique, boucles capillaires et gravitaires. *Techniques de l'Ingénieur*.
- [15] Typhaine Coquard. *Transferts couplés de masse et de chaleur dans un élément d'évaporateur capillaire*. PhD thesis, Thèse de Doctorat de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, Novembre 2006.
- [16] R. R. Riehl and T. C. P. A. Siqueira. Heat transport capability and compensation chamber influence in loop heat pipes performance. *Applied Thermal Engineering*, 2006.
- [17] M. Miscevic, P. Lavieille, and B. Piaud. Numerical study of convective flow with condensation of a pure fluid in capillary regime. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52 :5130–5140, 2009.
- [18] Nicolas Delalandre. *Analyse par voie de modélisation du comportement thermo-hydraulique instationnaire de boucles diphasiques à pompe capillaire en environnement gravitaire : application au refroidissement de composants électroniques de puissance soumis à des sollicitations sévères*. PhD thesis, Thèse de Doctorat de l'École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique de Poitiers, Avril 2011.
- [19] Olivier Fudym. *Modèle physique de fonctionnement d'une boucle fluide diphasique à pompe thermocapillaire, Etude de prototype et analyse de couplage*. PhD thesis, Thèse de Doctorat de l'Université de Paul Sabatier-Toulouse, Octobre 1996.
- [20] Vincent Platel. *Etude physique et fonctionnement de l'évaporateur d'une pompe thermocapillaire : modélisation et experimentation*. PhD thesis, Thèse de Doctorat de l'Université de Paul Sabatier-Toulouse, Octobre 1996.
- [21] E. Pouzet, J.-L. Joly, V. Platel, J.-Y. Grandpeix, and C. Butto. Dynamic response of a capillary pumped loop subjected to various heat load transients. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47 :2293–2316.
- [22] B. Bhatt and G. Wedekind. A system mean void fraction model for predicting various transient phenomena associated with two-phase evaporating and condensing flows. *Journal of Multiphase Flow*, 4 :97–114, 1978.
- [23] B. Bhatt and G. Wedekind. A self-sustained oscillatory flow phenomenon in two-phase condensing flow systems. *International Journal of Heat Transfer*, 102 :697–700, 1980.
- [24] B. Bhatt and G. Wedekind. Transient and frequency response characteristics of two-phase condensing flows : with and without compressibility. *International Journal of Heat Transfer*, 102 :495–500, 1980.
- [25] T. Kaya, R. Perez, C. Gregori, and A. Torres. Numerical simulation of transient operation of loop heat pipes. *Applied Thermal Engineering*, 52 :422–430, 2008.
- [26] H.Y. Li, K.C. Leong, L.W. Jin, and J.C. Chai. Transient two-phase flow and heat transfer with localized heating in porous media. *International Journal of Thermal Sciences*, 49 :1115–1127, 2010.
- [27] Chao Yang Wang and C. Beckermann. A two-phase mixture model of liquid-gas flow and heat transfer in capillary porous media I. formulation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36 :2747–2758, 1993.
- [28] Chao Yang Wang and C. Beckermann. A two-phase mixture model of liquid-gas flow and heat transfer in capillary porous media II. application to pressure-driven boiling flow adjacent to a vertical heated plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36 :2759–2768, 1993.

- [29] Chao Yang Wang, C. Beckermann, and C. fan. Numerical study of boiling and natural convection in capillary porous media using the two-phase mixture model. *Numerical Heat Transfer*, pages 375–398, 1994.
- [30] Yao Wei, Miao Jianyin, and Shao Xingguo. Parametric analysis on lhp/cpl evaporator performance and critical heat flux by two-dimensional calculation. In *4th International Heat Pipe Conference*, volume 1.
- [31] Chuan Ren. Parametric effects on heat transfer in loop heat pipe's wick. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54 :3987–3999, 2011.
- [32] Z.M. Wan, W. Liu, Z.K. Tu, and A. Nakayama. Conjugate numerical analysis of flow and heat transfer with phase change in a miniature flat plate cpl evaporator. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52 :422–430, 2009.
- [33] M.A. Chernysheva and Yu.F. Maydanik. Numerical simulation of transient heat and mass transfer in a cylindrical evaporator of a loop heat pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51 :4204–4215, 2008.
- [34] Tarik kaya and John Goldak. Numerical analysis of heat and mass transfer in the capillary structure of a loop heat pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49 :3211–3220, 2006.
- [35] A.S. Demidov and E.S Yatsenko. Investigation of heat and mass transfer in the evaporation zone of a heat pipe operating by the 'inverted meniscus' principle. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 37 :2155–2163, 1994.
- [36] Christophe Figus. *Changement de phase en milieu poreux : Application à l'étude d'un évaporateur capillaire*. PhD thesis, Thèse de Doctorat de l'institut national polytechnique de Toulouse, Octobre 1996.
- [37] M. Prat. Pore network models for the study of transfers in the porous wick of loop heat pipes. *Heat Pipe Science and Technology*, 2 :129–149, 2010.
- [38] Clément Louriou. *Modélisation instationnaire des transferts de masse et de chaleur au sein des évaporateurs capillaires*. PhD thesis, Thèse de Doctorat de l'Institut National Polytechnique de Toulouse, Décembre 2010.
- [39] Z.C. Liu, W. Liu, and A. Nakayama. Flow and heat transfer analysis in porous wick of cpl evaporator based on field synergy principle. *Heat Mass Transfer*, 43 :1273–1281, 2007.
- [40] X. M. Huang, W. Liu, A. Nakayama, and S. W. Peng. Modeling for heat and mass transfer with phase change in porous wick of cpl evaporator. *Heat Mass Transfer*, 41 :667–673, 2005.
- [41] Ji Li and LG.P. Peterson. 3d heat transfer analysis in a loop heat pipe evaporator with a fully saturated wick. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 54 :564–574, 2011.
- [42] Xianfeng Zhang, Xuanyou Li, and Wang Shuangfeng. Three-dimensional simulation on heat transfer in the flat evaporator of miniature loop heat pipe. *International Journal of Thermal Sciences*, 54 :188–198, 2012.
- [43] Mariya A. Chernysheva and Yury F. Maydanik. 3d-model for heat and mass transfer simulation in flat evaporator of copper-water loop heat pipe. *Applied Thermal Engineering*, 33.
- [44] Van P.Carey. *Liquid-vapor phase change phenomena : An Introduction to the thermodynamics of vaporization and condensation processes in heat transfer equipment*, chapter 4, pages 112–120. Series in Chemical and Mechanical Engineering, 1985.

- 
- [45] Ahmed Kaled. *Étude expérimentale et théorique d'une boucle diphasiques à pompage capillaire dans le contexte de l'aéronautique*. PhD thesis, Thèse de Doctorat de l'Université de Toulouse, Novembre 2013.
- [46] Philippe Le Marrec. *Cosimulation multiniveaux dans un flot de conception multilingage*. PhD thesis, Thèse de Doctorat de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, Juin 2000.
- [47] V. Dupont, J.-C. Legros, S. Van Oost, and L. Barremaecker. Experimental investigations of a pressurised with ncg inside a centrifuge up to 10 g. In *17th International Heat Pipe Conference*.
- [48] Gustavo Ernesto Cáceres Salazar. *Modélisation du séchage d'un milieu poreux saturé déformable : prise en compte de la pression du liquide*. PhD thesis, Thèse de Doctorat à l'école nationale supérieure d'arts et métiers, Mai 2006.
- [49] Stephen Whitaker. Flow in porous media i : A theoretical derivation of darcy's law. *Transport in Porous Media*, pages 3–25, 1986.
- [50] Stephen Whitaker. Flow in porous media ii : The governing equations for immiscible, two-phase flow. *Transport in Porous Media II*, pages 105–125, 1986.

# Annexe A

## Principe d'une chaîne de traction

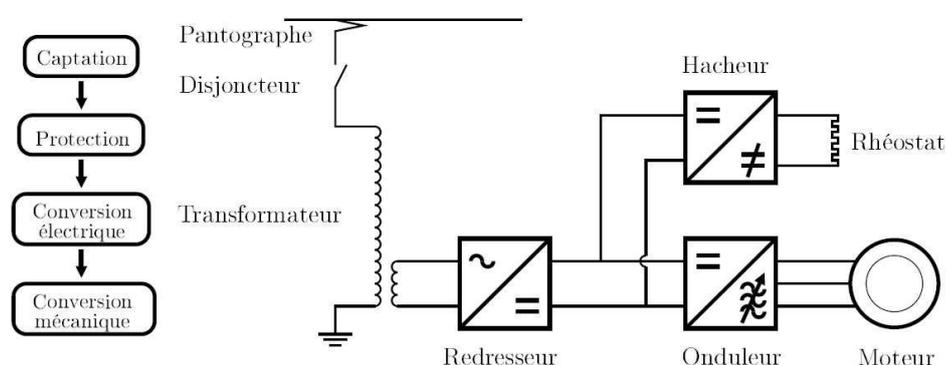


FIGURE A.1: éléments constitutifs d'une chaîne de traction.

La figure A.1 illustre l'architecture d'une chaîne de traction rencontrée chez la plupart des constructeurs. Ses éléments constitutifs ont pour tâche de convertir le signal électrique disponible à la caténaire afin de piloter les moteurs de traction. Le premier sous-ensemble, composé du pantographe et du disjoncteur, souvent installé en toit, permet de capter le signal de la caténaire tout en protégeant le système électrique. Le signal haute tension est ensuite adapté par le transformateur au voltage d'entrée du redresseur. Celui-ci fournit un signal continu traité par l'onduleur afin de générer un signal triphasé qui alimente, la plupart du temps, un moteur asynchrone. Dans certaines applications, le hacheur adapte le signal continu pour convertir l'énergie électrique de freinage en chaleur dissipée par un rhéostat.



# Annexe B

## Constitution de la CPLIP

### B.1 Constitution et géométrie de la CPLIP

La fig. B.1 donne une représentation générale de la constitution d'une CPLIP. Les dimensions du dispositif expérimental dont sont issues les mesures utilisées dans le cadre de ce travail sont détaillées dans le tableau ci-dessous.

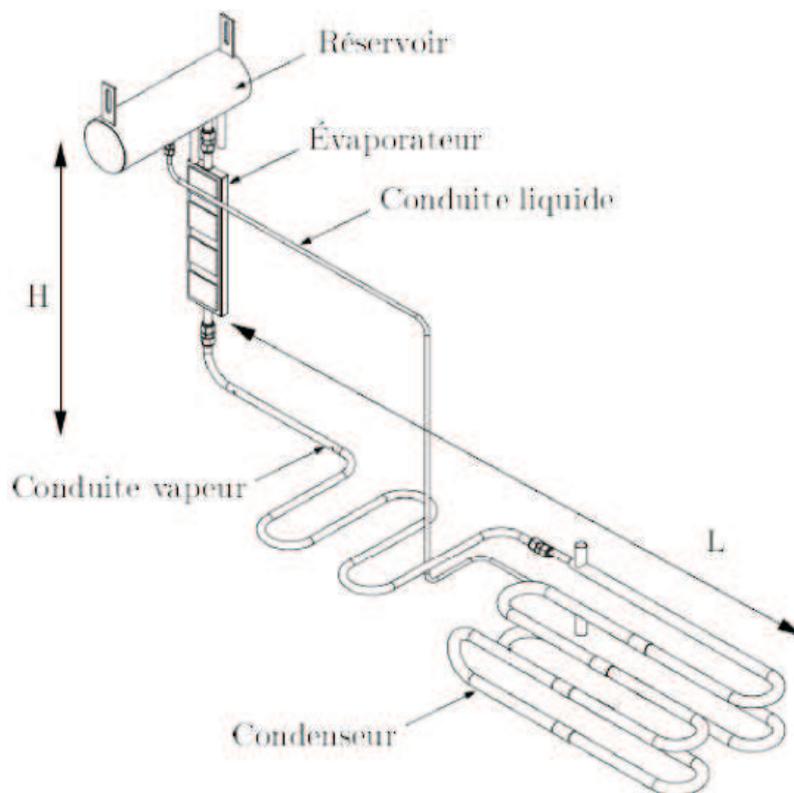


FIGURE B.1: constitution générale de la CPLIP.

### B.2 Evaporateur

L'enveloppe extérieure de l'évaporateur est un bloc parallélépipédique en acier inox 304L, à l'exclusion des faces actives (celles qui reçoivent la charge thermique) qui sont en nickel

Composant	Caractéristique		Unité	Dimensions
Réservoir cylindrique	cylindre acier	diamètre	( <i>mm</i> )	99,6 – 101,6
		longueur	( <i>mm</i> )	308
	partie basse	hauteur	( <i>mm</i> )	6
		volume	( <i>cm</i> <sup>3</sup> )	58,7
Évaporateur	culasse acier	encombrement	( <i>mm</i> <sup>3</sup> )	320 × 81 × 20
		différence d'altitude	( <i>mm</i> )	320
		épaisseur	( <i>mm</i> )	1
	mèche poreuse	encombrement	( <i>mm</i> <sup>3</sup> )	283 × 68 × 16
		pores	( $\mu$ <i>m</i> )	6,8
		porosité	(%)	73
		perméabilité	( <i>m</i> <sup>2</sup> )	6,53.10 <sup>-13</sup>
	rainures vapeur	section trapézoïdale	( <i>mm</i> )	0,6 – 0,6 – 1,2
pas		( <i>mm</i> )	1,8	
Condenseur	coaxial acier	longueur	( <i>m</i> )	4,04
		diamètre primaire	( <i>mm</i> )	12 – 14
		diamètre secondaire	( <i>mm</i> )	17,3 – 21,3
		différence d'altitude	( <i>m</i> )	0
Conduite vapeur	acier inox	longueur	( <i>m</i> )	1,94
		diamètre	( <i>mm</i> )	12 – 14
		différence d'altitude	( <i>m</i> )	0,08
Conduite liquide	acier inox	longueur	( <i>m</i> )	1,48
		diamètre	( <i>mm</i> )	6 – 8
		différence d'altitude	( <i>m</i> )	0,62
Conduite réservoir-évaporateur	acier inox	longueur	( <i>m</i> )	0,25
		diamètre	( <i>mm</i> )	12 – 14
		différence d'altitude	( <i>m</i> )	0,25

TABLE B.1: Géométrie de la CPLIP.

(pour limiter les gradients thermiques).

Cette enveloppe contient une mèche poreuse en nickel fritté, située directement sous les faces actives.

Le canal d'entrée du liquide dans l'évaporateur se divise en trois canaux parallèles qui traversent le milieu poreux dans le sens de la longueur et dont l'extrémité est obturée.

Les deux surfaces externes de la mèche poreuse sont rainurées dans le sens de la largeur. La vapeur récupérée ces rainures est ensuite collectée dans des canaux latéraux qui acheminent la vapeur jusqu'à la sortie de l'évaporateur.

L'évaporateur est symétrique et peut être chauffé au choix sur une seule ou sur ses deux faces.

### B.2.1 Culasse

Acier inox 304L, à l'exclusion des surfaces actives en nickel.

Dimensions : 320 *mm* × 81 *mm* × 20 *mm*

Caractéristiques générales du nickel :

- conductivité thermique :  $90,9 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$
- capacité thermique massique :  $444 \text{ J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$
- masse volumique :  $8902 \text{ kg m}^{-3}$

### B.2.2 Liquide libre

Le volume de liquide libre, alimenté par la conduite qui vient du réservoir et qui alimente la mèche, est de  $95 \text{ mL}$ .

### B.2.3 Mèche

#### Dimensions

- longueur :  $L_w = 283 \text{ mm}$
- largeur :  $W_w = 68 \text{ mm}$
- épaisseur :  $16 \text{ mm}$

#### Constitution : nickel fritté

- conductivité thermique :  $\lambda_{w,Ni} = 5 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$
- perméabilité :  $\kappa = 6,53 \cdot 10^{-13} \text{ m}^2$
- porosité :  $\varepsilon = 73\%$
- diamètre maximal des pores :  $6,8 \text{ }\mu\text{m}$

## B.3 Réservoir

Le réservoir est séparé en deux parties (partie haute et partie basse) par une plaque en inox 304L de  $1 \text{ mm}$  d'épaisseur.

Une cartouche chauffante insérée dans la partie haute permet d'en contrôler la température. Un dispositif constitué de plusieurs plaques perforées ou de mousse métallique pour les versions les plus récentes améliore la stratification thermohydraulique de la partie haute.

En partie basse, la sortie du réservoir se trouve au dessus et à la verticale de l'entrée de l'évaporateur ; une conduite verticale en acier inox 304L relie le réservoir à l'évaporateur (voir Fig. B.1).

#### Diamètre hydraulique du distributeur interne

Une plaque métallique pleine sépare un petit volume dans le bas du réservoir, constituant un distributeur interne que traverse le liquide froid pour alimenter l'évaporateur. Le diamètre hydraulique  $D_{h,Rb}$  de ce distributeur a pour expression, en fonction des grandeurs définies sur la Fig. B.2

$$D_{h,Rb} = 2R_{Ri} \frac{\arccos\left(1 - \frac{h_{Rb}}{R_{Ri}}\right) - \left(1 - \frac{h_{Rb}}{R_{Ri}}\right) \sqrt{1 - \left(1 - \frac{h_{Rb}}{R_{Ri}}\right)^2}}{\arccos\left(1 - \frac{h_{Rb}}{R_{Ri}}\right) + \sqrt{1 - \left(1 - \frac{h_{Rb}}{R_{Ri}}\right)^2}} \quad (\text{B.1})$$

En ce qui nous concerne,  $D_{h,Rb} \simeq 7,9 \text{ mm}$ .

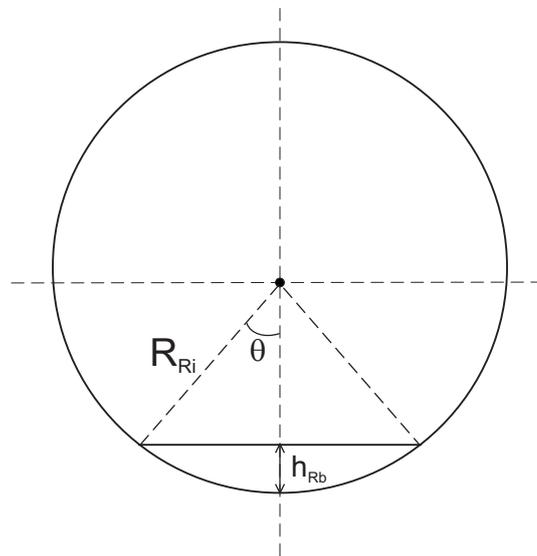


FIGURE B.2: coupe transversale de l'évaporateur.

# Annexe C

## Conditions d'équilibre d'une interface sphérique dans le cas d'une bulle

### C.1 Expressions approchées des pressions d'équilibre

Considérons 2 phases liquide-vapeur d'un même fluide en équilibre, séparées par une interface sphérique de rayon  $r$ . L'écart de pression entre les phases vapeur et liquide est donnée par l'équation de Young-Laplace

$$p_{v_r} - p_{l_r} = \frac{2\sigma}{r} \quad (\text{C.1})$$

En supposant l'équilibre thermique vérifié

$$T_\ell = T_v = T$$

l'équilibre thermodynamique, qui impose

$$g_\ell(p_{l_r}, T) = g_v(p_{v_r}, T)$$

où  $g$  est l'enthalpie libre massique, conduit à

$$g_\ell\left(p_{v_r} - \frac{2\sigma}{r}, T\right) = g_v(p_{v_r}, T)$$

Pour évaluer, par rapport à la pression d'équilibre  $p_\infty$  d'une interface plane, les modifications induites par la courbure de l'interface liquide-vapeur, introduisons

$$\begin{aligned} p_{v_r} &= p_\infty + \Delta p_{v_r} \\ \Rightarrow g_\ell\left(p_\infty + \Delta p_{v_r} - \frac{2\sigma}{r}, T\right) &= g_v(p_\infty + \Delta p_{v_r}, T) \end{aligned}$$

En développant cette équation au 1<sup>er</sup> ordre, il vient

$$g_\ell(p_\infty, T) + \left(\frac{\partial g_\ell}{\partial p}\right)_T \left(\Delta p_{v_r} - \frac{2\sigma}{r}\right) + \left(\frac{\partial g_\ell}{\partial T}\right)_p \Delta T \simeq g_v(p_\infty, T) + \left(\frac{\partial g_v}{\partial p}\right)_T \Delta p_{v_r} + \left(\frac{\partial g_v}{\partial T}\right)_p \Delta T$$

Les conditions d'équilibre thermodynamique imposent

$$\begin{cases} g_\ell(p, T) = g_v(p, T) & (a) \\ dg_\ell(p, T) = dg_v(p, T) & (b) \end{cases} \quad (C.2)$$

Sachant que

$$\begin{cases} \left( \frac{\partial g}{\partial p} \right)_T = v & (a) \\ \left( \frac{\partial g}{\partial T} \right)_p = -s & (b) \end{cases} \quad (C.3)$$

il vient

$$\begin{aligned} v_\ell \left( \Delta p_{v,r} - \frac{2\sigma}{r} \right) - s_\ell \Delta T &\simeq v_v \Delta p_{v,r} - s_v \Delta T \\ \Leftrightarrow (v_v - v_\ell) \Delta p_{v,r} - (s_v - s_\ell) \Delta T + \frac{2\sigma}{r} v_\ell &\simeq 0 \\ \Leftrightarrow (v_v - v_\ell) \Delta p_{v,r} - \frac{\ell_v}{T} \Delta T + \frac{2\sigma}{r} v_\ell &\simeq 0 \end{aligned}$$

d'où

$$\Delta p_{v,r} \simeq \underbrace{\frac{\ell_v}{T (v_v - v_\ell)} \Delta T}_{(I)} - \underbrace{\frac{2\sigma}{r} \frac{v_\ell}{v_v - v_\ell}}_{(II)} \quad (C.4)$$

$$\Leftrightarrow \Delta p_{v,r} \simeq \underbrace{\Delta p_\infty}_{(I)} - \underbrace{\frac{2\sigma}{r} \frac{\rho_v}{\Delta \rho}}_{(II)} \quad (C.5)$$

Cette expression offre l'intérêt d'indiquer de manière très lisible la modification des conditions d'équilibre qu'induit la courbure de l'interface.

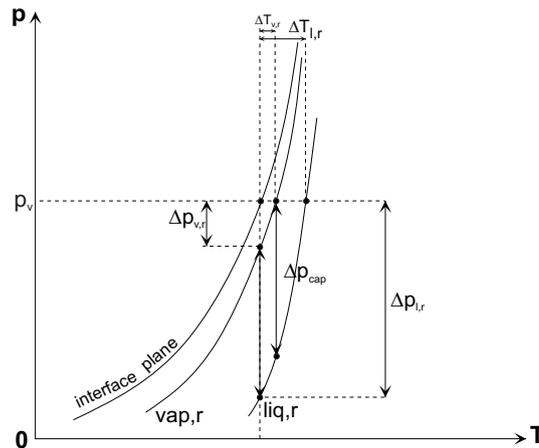


FIGURE C.1: conditions d'équilibre thermodynamique d'une interface liquide-vapeur sphérique.

Le terme (I) correspond à l'équation de Clausius-Clapeyron ; elle donne la variation de pression d'une interface plane à l'équilibre thermodynamique subissant une variation  $\Delta T$  de température.

Le terme (II) donne la modification de l'équilibre provoquée par la courbure de l'interface : par rapport à la pression d'équilibre correspondant à une interface liquide-vapeur plane, la pression de la vapeur a diminuée de

$$\frac{2\sigma}{r} \frac{v_\ell}{v_v - v_\ell} \simeq \frac{2\sigma}{r} \frac{v_\ell}{v_v} \simeq \frac{2\sigma}{r} \frac{\rho_v}{\rho_\ell} \simeq 0$$

Autrement dit, pour que l'interface sphérique de rayon  $r$  soit à l'équilibre thermodynamique à la même température qu'une interface plane, il faut que la pression de la phase vapeur diminue approximativement de  $\frac{2\sigma}{r} \frac{\rho_v}{\rho_\ell - \rho_v}$  (voir Fig. C.1).

Les variations des conditions d'équilibre de la phase liquide peuvent rapidement être déterminées à partir de l'équation de Young-Laplace

$$p_{v_r} - p_{\ell_r} = \frac{2\sigma}{r} \quad (\text{C.6})$$

Si  $p_{\ell_r} = p_\infty + \Delta p_{\ell_r}$ , alors

$$(p_\infty + \Delta p_{v_r}) - (p_\infty + \Delta p_{\ell_r}) = \frac{2\sigma}{r}$$

d'où

$$\Delta p_{\ell_r} = \Delta p_{v_r} - \frac{2\sigma}{r}$$

et, d'après (C.4)

$$\Delta p_{\ell_r} \simeq \underbrace{\frac{\ell_v}{T(v_v - v_\ell)} \Delta T}_{\Delta p_\infty} - \underbrace{\frac{2\sigma}{r} \frac{v_v}{v_v - v_\ell}}_{\frac{2\sigma}{r} \frac{\rho_\ell}{\Delta \rho}} \quad (\text{C.7})$$

Pour qu'une interface sphérique de rayon  $r$  soit à l'équilibre thermodynamique à la même température qu'une interface plane, il faut que la pression de la phase liquide diminue approximativement de  $\frac{2\sigma}{r} \frac{\rho_\ell}{\rho_\ell - \rho_v}$ , dont la valeur est proche de  $\frac{2\sigma}{r}$ .

En conclusion, lorsqu'apparaît une interface liquide-vapeur sphérique de rayon  $r$ , la pression de la phase vapeur diminue, par rapport à une interface plane à la même température de

$$\begin{cases} \Delta p_{v_r} \simeq -\frac{2\sigma}{r} \frac{v_\ell}{v_v - v_\ell} \simeq 0 & (a) \\ \Delta p_{\ell_r} \simeq -\frac{2\sigma}{r} \frac{v_v}{v_v - v_\ell} \simeq -\frac{2\sigma}{r} & (b) \end{cases} \quad (\text{C.8})$$

La variation de pression que la courbure impose du côté liquide est très supérieure à la variation de pression côté vapeur ; pour  $\Delta T = 0$ , les effets relatifs induits par la courbure vérifient en effet

$$\frac{\Delta p_{v_r}}{\Delta p_{\ell_r}} = \frac{v_\ell}{v_v} = \frac{\rho_v}{\rho_\ell} \ll 1 \quad (\text{C.9})$$

## C.2 Expressions approchées des modification des températures

Recherchons, dans le cas d'une bulle, la condition qui assure l'équilibre thermodynamique de l'interface si la pression du liquide est  $p_\infty$ .

En imposant la condition  $\Delta p_{\ell_r} = 0$  à l'équation (C.7), il vient

$$\Delta T \simeq \frac{2\sigma v_v T}{r \ell_v} \simeq \frac{2\sigma T}{r \rho_v \ell_v} \quad (\text{C.10})$$

Pour qu'une interface sphérique de rayon  $r$  soit à l'équilibre, la pression du liquide restant égale à celle d'une interface plane, il faut que le liquide soit surchauffée de  $\Delta T \simeq \frac{2\sigma T}{r \rho_v \ell_v}$ .

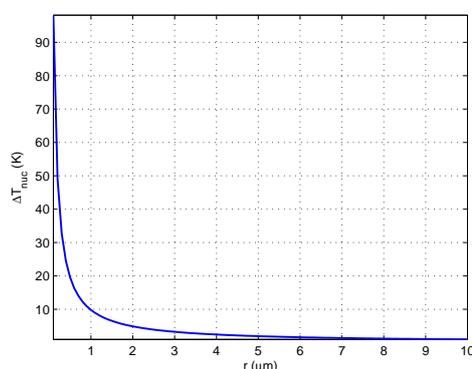


FIGURE C.2: surchauffe nécessaire au démarrage de la nucléation (méthanol).

La figure C.2 montre, par rapport à une température de  $80^\circ\text{C}$ , la surchauffe nécessaire au démarrage de la nucléation dans le cas du méthanol.

De façon équivalente, la condition qui assure l'équilibre thermodynamique d'une interface liquide/vapeur sphérique, lorsque  $p_v = p_\infty$ , est obtenue en imposant la condition  $\Delta p_{v_r} = 0$  à l'éq. (C.4)

$$\Delta T \simeq \frac{2\sigma v_\ell T}{r \ell_v} \simeq \frac{2\sigma T}{r \rho_\ell \ell_v} \quad (\text{C.11})$$

Pour qu'une interface sphérique de rayon  $r$  soit à l'équilibre, la pression de la vapeur ayant gardée la pression de l'interface plane, il faut qu'elle soit surchauffée de  $\Delta T \simeq \frac{2\sigma T}{r \rho_\ell \ell_v}$ .

## C.3 Expressions exactes des conditions d'équilibre d'une interface sphérique

### C.3.1 Relation de Thomson

La détermination de l'expression exacte des conditions d'équilibre à travers une interface liquide-vapeur sphérique peut être déterminer de plusieurs manières. L'une des plus rapides consiste à établir la variation des pressions de chacune des deux phases que provoque la courbure de l'interface, les températures des deux phases étant maintenues égales et constantes.

Le saut de pression à la traversée de l'interface liquide-vapeur est donnée par l'éq. de Young-Laplace

$$\Delta p_r = p_v - p_\ell = \frac{2\sigma}{r} \quad (\text{C.12})$$

d'où

$$p_\ell = p_v - \frac{2\sigma}{r} \quad (\text{C.13})$$

équation qui caractérise les conditions d'équilibre mécanique au niveau de l'interface.

Du point de vue thermodynamique, l'équilibre d'une interface liquide/vapeur plane est donné par l'équation

$$\begin{aligned} dg_\ell(p, T) &= dg_v(p, T) & (\text{C.14}) \\ \Leftrightarrow \left(\frac{\partial g_\ell}{\partial p}\right)_T dp + \left(\frac{\partial g_\ell}{\partial T}\right)_p dT &= \left(\frac{\partial g_v}{\partial p}\right)_T dp + \left(\frac{\partial g_v}{\partial T}\right)_p dT \end{aligned}$$

ou encore, d'après (C.3)

$$v_\ell dp - s_\ell dT = v_v dp - s_v dT \quad (\text{C.15})$$

$$\Leftrightarrow (v_v - v_\ell) dp = (s_\ell - s_v) dT \quad (\text{C.16})$$

Les deux phases étant maintenues à la même température, la courbure de l'interface entraîne une différentiation des pressions des phases liquide et vapeur, d'où

$$v_\ell p_\ell - s_\ell dT = v_v dp_v - s_v dT$$

Si la température est maintenue constante, cette équation devient

$$v_\ell dp_\ell = v_v dp_v$$

et, d'après (C.6)

$$v_v dp_v = v_\ell d\left(p_v - \frac{2\sigma}{r}\right) \quad (\text{C.17})$$

Si la vapeur se comporte comme un gaz parfait

$$p_v V_v = \frac{m}{M} RT \quad \Rightarrow \quad v_v = \frac{V_v}{m} = \frac{RT}{Mp_v} \quad (\text{C.18})$$

et l'éq. (C.17) devient

$$\frac{RT}{Mp_v} dp_v = v_\ell dp_v - v_\ell d\left(\frac{2\sigma}{r}\right) \quad (\text{C.19})$$

Partons d'un interface liquide-vapeur plane à l'équilibre pour laquelle

$$p_\infty = p_{\ell_\infty} = p_{v_\infty} = p_{sat}(T)$$

En maintenant la température constante, exprimons l'évolution de l'équation (C.19) lorsque l'interface se courbe jusqu'à la courbure  $1/r$

$$\int_{p_\infty}^{p_v} \frac{RT}{Mp_v} dp_v = \int_{p_\infty}^{p_v} v_\ell dp_v - \int_{r \rightarrow \infty}^r v_\ell d\left(\frac{2\sigma}{r}\right) \quad (\text{C.20})$$

En supposant le liquide incompressible

$$\frac{RT}{M} [\ln p_v]_{p_\infty}^{p_v} = v_\ell [p_{v_r}]_{p_\infty}^{p_v} - v_\ell \left[ \frac{2\sigma}{r} \right]_{r \rightarrow \infty}^r \quad (\text{C.21})$$

$$\Leftrightarrow \frac{RT}{M} \ln \frac{p_v}{p_\infty} = v_\ell (p_v - p_\infty) - v_\ell \frac{2\sigma}{r}$$

D'après (C.18)

$$\frac{RT}{M} = v_v p_v$$

d'où

$$\begin{aligned} \frac{v_v}{v_\ell} p_v \ln \frac{p_v}{p_\infty} &= (p_v - p_\infty) - \frac{2\sigma}{r} \\ \Leftrightarrow p_v \left( \frac{p_v - p_\infty}{p_v} - \frac{\rho_\ell}{\rho_v} \ln \frac{p_v}{p_\infty} \right) &= \frac{2\sigma}{r} \end{aligned} \quad (\text{C.22})$$

C'est la **relation de Thomson**.

### C.3.2 Conditions d'équilibre approchées

Pour établir les équations (C.8a & b) à partir de l'équation (C.22), introduisons le terme généralement appelé **sous-saturation**

$$\begin{aligned} s_v &= \frac{p_\infty - p_{v_r}}{p_\infty} = 1 - \frac{p_{v_r}}{p_\infty} \\ \Rightarrow \begin{cases} \frac{p_{v_r}}{p_\infty} = 1 - s_v \\ p_\infty - p_{v_r} = s_v p_\infty \end{cases} \end{aligned} \quad (\text{C.23})$$

L'équation de Thomson (C.22) devient

$$p_v \left[ -s_v - \frac{\rho_\ell}{\rho_v} \ln(1 - s_v) \right] = \frac{2\sigma}{r} \quad (\text{C.24})$$

Si la pression  $p_{v_r}$  reste proche  $p_\infty$ , un développement au premier ordre donne

$$\ln \frac{p_{v_r}}{p_\infty} = \ln(1 - s_v) \simeq -s_v$$

et l'équation d'équilibre (C.24) correspondant à la phase vapeur devient

$$\begin{aligned} p_v \left( -s_v + \frac{\rho_\ell}{\rho_v} s_v \right) &= \frac{2\sigma}{r} \\ \Leftrightarrow s_v &= \frac{2\sigma}{r} \frac{\rho_v}{\Delta\rho} \frac{1}{p_v} \end{aligned}$$

avec  $\Delta\rho = \rho_\ell - \rho_v$ .

Finalement, par rapport à une interface plane à la même température, la courbure de l'interface a entraîné une diminution de la pression d'équilibre de la phase vapeur de

$$\Delta p_{v_r} = p_{v_r} - p_\infty = -s_v p_\infty = -\frac{2\sigma}{r} \frac{\rho_v}{\Delta\rho} \frac{p_\infty}{p_v} \simeq -\frac{2\sigma}{r} \frac{\rho_v}{\Delta\rho} \quad (\text{C.25})$$

donnant comme expression approximée de la pression  $p_{v_r}$

$$p_{v_r} = p_\infty + \Delta p_{v_r} \simeq p_\infty - \frac{2\sigma}{r} \frac{\rho_v}{\Delta\rho} \quad (\text{C.26})$$

Par rapport à la pression d'équilibre  $p_\infty$  d'une interface plane, la pression d'équilibre d'une interface sphérique diminue de  $\frac{2\sigma}{r} \frac{\rho_v}{\Delta\rho} \simeq 0$  : on retrouve bien l'éq. (C.8a).

En ce qui concerne la phase liquide, d'après (C.26)

$$\begin{aligned} p_{\ell_r} &\simeq \left( p_\infty - \frac{2\sigma}{r} \frac{\rho_v}{\Delta\rho} \right) - \frac{2\sigma}{r} \\ &\Rightarrow p_{\ell_r} \simeq p_o - \frac{2\sigma}{r} \frac{\rho_\ell}{\Delta\rho} \end{aligned}$$

Par rapport à une interface plane et à la même température, la courbure de l'interface a entraînée une diminution de la pression d'équilibre de la phase liquide de

$$\Delta p_{\ell_r} = p_{\ell_r} - p_o \simeq -\frac{2\sigma}{r} \frac{\rho_\ell}{\Delta\rho}$$

On retrouve bien l'expression (C.8b) précédente.



# Annexe D

## Théorie de la prise de moyenne

Les méthodes de changement d'échelles sont des méthodes mathématiques qui permettent de simplifier la modélisation et la résolution de problèmes physiques. Le passage d'une échelle à l'autre exige la prise en compte de certaines considérations dont la complexité fait qu'elles constituent-elles mêmes un vaste domaine de recherche. Différents méthodes et outils, parmi lesquels on peut citer l'homogénéisation, la prise de moyenne, la percolation ou les fractals, sont par exemple utilisés pour prévoir les propriétés macroscopiques du transport d'un fluide à partir d'informations sur la microstructure du milieu qu'il traverse.

Nous avons choisi d'utiliser la théorie de la prise de moyenne dans ce travail parce que c'est une théorie très fréquemment utilisée par les auteurs qui travaillent sur la modélisation de problèmes de transports en général [48], des écoulements monophasiques [49] et diphasiques en particulier [50].

En général, dans le cas d'un corps poreux, cette théorie permet d'obtenir des équations reliant des variables moyennées sur un certain volume à partir des équations de la mécanique des milieux continus écrites à l'échelle du pore.

Le principe de cette théorie se base sur la définition d'un Volume Élémentaire Représentatif (VER, voir figure D.1), généralement défini pour que l'échelle qu'il représente soit à la fois suffisamment petite pour capter le comportement global du solide et du fluide tout en décrivant les transferts thermique, et en même temps assez grand pour lisser les complexités morphologiques du milieu.

Le VER doit respecter les deux conditions suivantes [49] :

- $R_0$  (figure D.1) très petit devant la taille du milieu étudié ;
- $l_f \ll R_0 \ll L$ , où  $L$  est la dimension caractéristique de l'ensemble du matériau et  $l_f$  la dimension caractéristique du volume de vide dans le corps poreux.

Les équations locales de bilan (de masse, d'énergie ou quantité de mouvement) présentent habituellement la forme suivante pour chacune des phases  $\pi$  présentes dans le milieu

$$\frac{\partial \zeta_\pi}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\zeta_\pi \vec{V}_\pi) = \vec{\nabla} \cdot J_\pi + \Phi_\pi \quad (\text{D.1})$$

Le premier terme à gauche de l'égalité est la variation dans le temps de la variable d'étude  $\zeta$  (scalaire ou vectorielle) ;  $J$  peut représenter un flux diffusif (diffusion de la chaleur, diffusion de la masse) ou un tenseur de contraintes dans le cas de la quantité de mouvement ;  $\Phi$  est un terme source qui apparaît généralement du fait de l'action d'une force volumique ou d'une réaction chimique.

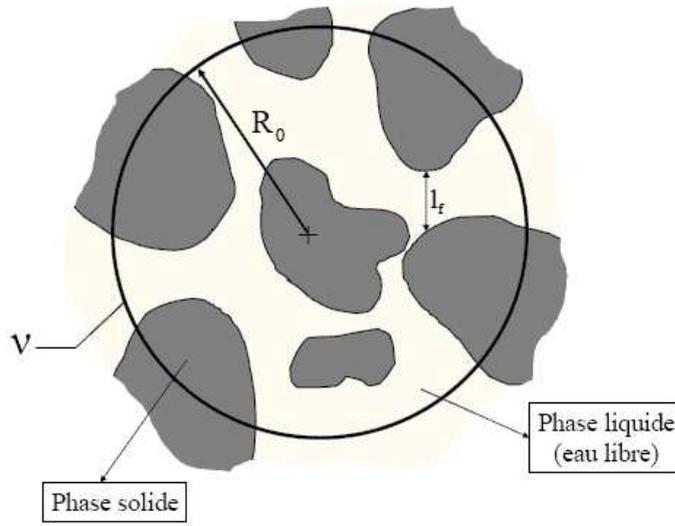


FIGURE D.1: schéma du VER d'un milieu poreux saturé en eau liquide.

Le terme dans lequel intervient  $\vec{V}_\pi$  est un flux convectif qui correspond au transport de la grandeur  $\zeta$  qui résulte du déplacement de la phase  $\pi$ .

Afin de trouver l'expression générale d'une équation de transport moyennée, deux fonctions sont utilisées : la moyenne apparente et la moyenne intrinsèque. Toujours en référence au VER représenté sur la figure D.1, la moyenne d'une variable  $\zeta$  est définie comme suit

$$\langle \zeta \rangle = \frac{1}{v} \int_v \zeta dv \quad (\text{D.2})$$

où  $v$  est le volume du VER.

La moyenne apparente de  $\zeta$  dans la phase  $\pi$  est

$$\langle \zeta_\pi \rangle = \frac{1}{v} \int_{v_\pi} \zeta_\pi dv \quad (\text{D.3})$$

où  $v_\pi$  est la partie du volume  $v$  occupée par la phase  $\pi$ .

La moyenne intrinsèque dans la phase  $\pi$  est définie par

$$\langle \zeta_\pi \rangle^\pi = \frac{1}{v_\pi} \int_{v_\pi} \zeta_\pi dv \quad (\text{D.4})$$

La relation entre la moyenne apparente et la moyenne intrinsèque est

$$\langle \zeta_\pi \rangle = \epsilon_\pi \langle \zeta_\pi \rangle^\pi \quad (\text{D.5})$$

où  $\epsilon_\pi = \frac{v_\pi}{v}$  est la fraction volumique de la phase  $\pi$ .

La composante de fluctuation  $\tilde{\zeta}_\pi$  est généralement introduite pour représenter la déviation de  $\zeta_\pi$  par rapport à la moyenne intrinsèque

$$\langle \tilde{\zeta}_\pi \rangle = \zeta_\pi - \langle \zeta_\pi \rangle^\pi \quad (\text{D.6})$$

---

Dans la phase  $\pi$ , la déviation  $\langle \tilde{\zeta}_\pi \rangle$  est égale a zéro uniquement si  $\zeta_\pi$  a une distribution uniforme.

Le théorème de la prise de moyenne appliqué aux opérateurs mathématiques divergence et gradient permettant d'écrire les théorèmes suivants [49, 50]

- divergence

$$\langle \vec{\nabla} \cdot \vec{\zeta}_\pi \rangle = \vec{\nabla} \cdot \langle \vec{\zeta}_\pi \rangle + \frac{1}{v} \int_{A_{\pi\xi}} \vec{\zeta}_\pi \cdot \vec{n}_{\pi\xi} dA \quad (\text{D.7})$$

- gradient

$$\langle \vec{\nabla} \zeta_\pi \rangle = \vec{\nabla} \langle \zeta_\pi \rangle + \frac{1}{v} \int_{A_{\pi\xi}} \zeta_\pi \vec{n}_{\pi\xi} dA \quad (\text{D.8})$$

où  $A_{\pi\xi}$  est la surface de l'interphase qui sépare la phase  $\pi$  de la phase  $\xi$  et  $\vec{n}_{\pi\xi}$  le vecteur normal sortant de la surface  $A_{\pi\xi}$ .



# Annexe E

## Propriétés thermophysiques du méthanol

### E.1 Données

- Molécule :  $CH_3OH$  ;
- Masse molaire :  $M = 32,0422 \text{ g mol}^{-1}$  ;
- Température critique :  $T_c = 512,64 \text{ K} = 239,49^\circ\text{C}$  ;
- Température de vaporisation sous 1 atm :  $337,85 \text{ K} = 64,7^\circ\text{C}$ .

### E.2 Pression de saturation

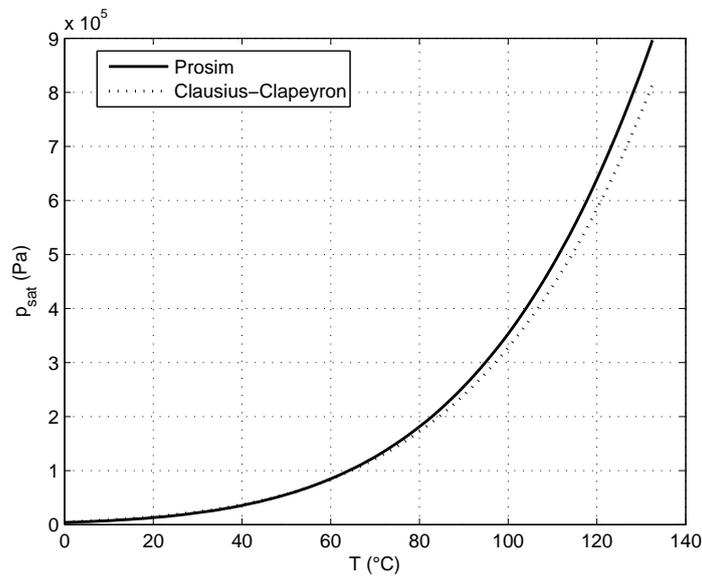


FIGURE E.1: pression de saturation du méthanol.

**Prosim**

$$p_{sat} = \exp\left(81,768 - \frac{6876}{T} - 8,7078 \ln T + 7,1926 \cdot 10^{-6} T^2\right) \quad (\text{E.1})$$

avec  $p_{sat}$  en  $Pa$  et  $T$  en  $K$ .

**Clausius-Clapeyron**

$$p_{sat} (Pa) = p_o \exp \left[ -\frac{M\ell_v}{R} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_o} \right) \right] \quad (\text{E.2})$$

avec  $T_o = 337,85 \text{ K}$  et  $p_o = 10^5 \text{ Pa}$ ,  $\ell_v = 1\,100 \text{ kJ kg}^{-1}$ .

### E.3 Pente de la courbe de saturation en fonction de la température

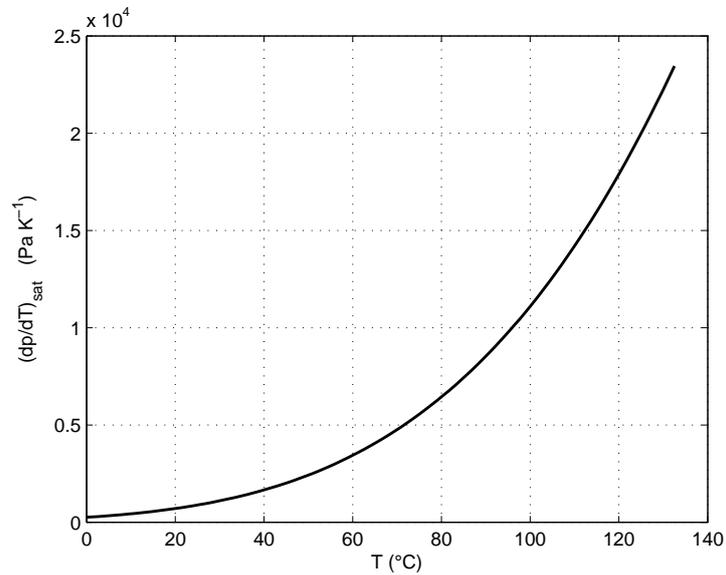


FIGURE E.2: pente de la courbe de saturation du méthanol.

Prosim

$$\frac{dp_{sat}}{dT} = \left( \frac{6876}{T^2} - \frac{8,7078}{T} + 2 \times 7,1926 \cdot 10^{-6} T \right) p_{sat} \quad (\text{E.3})$$

$$= \left( \frac{6876}{T^2} - \frac{8,7078}{T} + 14,3852 \cdot 10^{-6} T \right) e^{81,768 - \frac{6876}{T} - 8,7078 \ln T + 7,1926 \cdot 10^{-6} T^2} \quad (\text{E.4})$$

## E.4 Chaleur latente de vaporisation

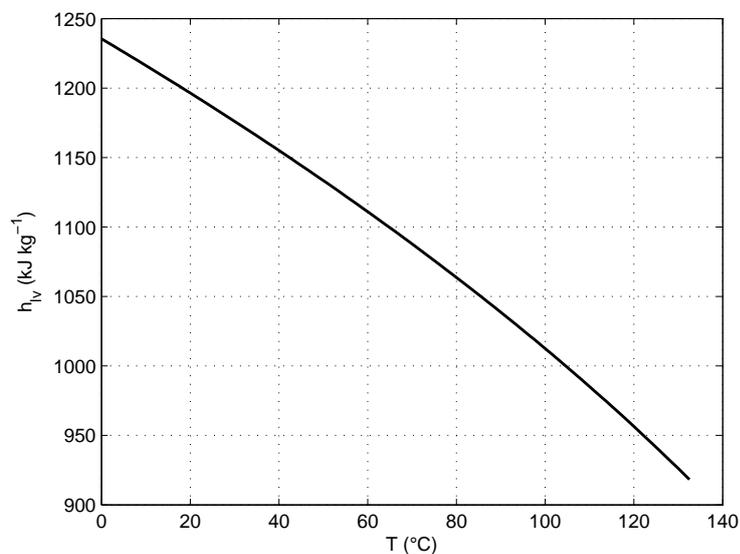


FIGURE E.3: chaleur latente de vaporisation du méthanol.

### Prosim

$$\ell_v = \frac{5,239 \cdot 10^7}{10^3 M} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{0,3682} \quad (\text{E.5})$$

où  $T$  est la température en  $K$  ( $175,47 K < T < 512,64 K$ ),  $T_c$  la température critique en  $K$  et  $M$  la masse molaire en  $\text{kg mol}^{-1}$ .

## E.5 Tension de surface

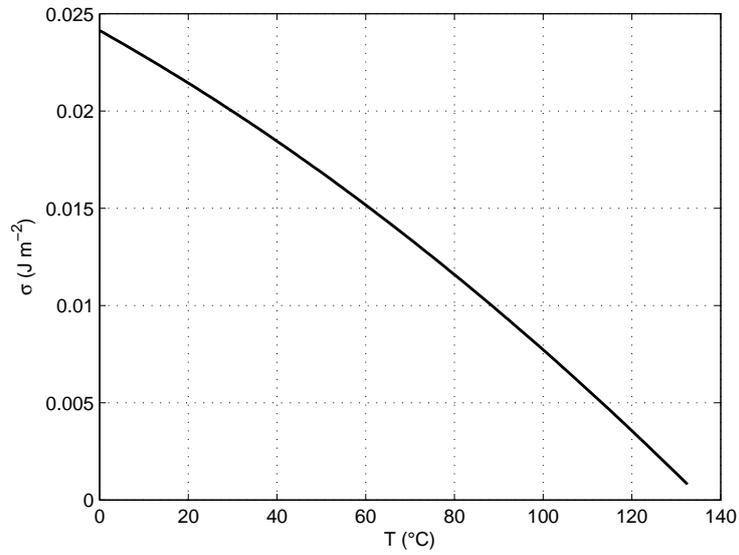


FIGURE E.4: tension de surface du méthanol.

**Prosim**

$$\sigma(T) = 0,03513 - 7,04 \cdot 10^{-6} T - 1,216 \cdot 10^{-7} T^2 \quad (\text{E.6})$$

avec  $T$  en  $K$  et  $\sigma$  en  $J m^{-2}$ .

## E.6 Masse volumique du liquide

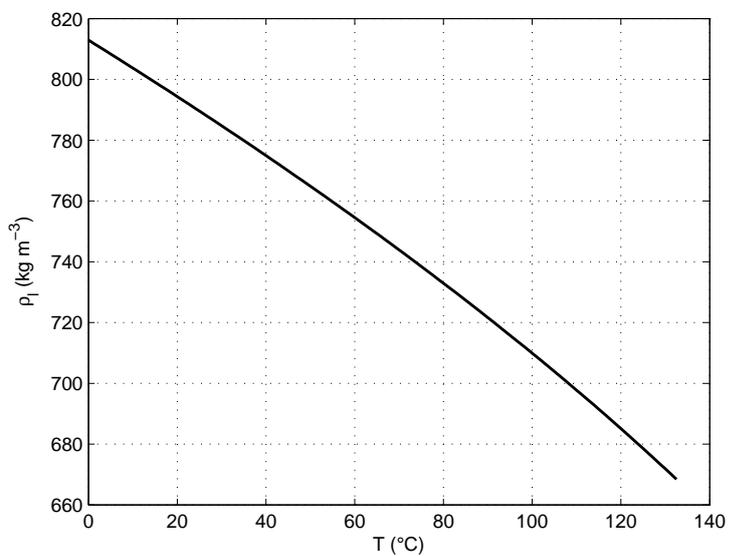


FIGURE E.5: masse volumique du méthanol liquide.

Prosim

$$\rho_l = \frac{2,288 \cdot 10^3 M}{0,2685^{1 + \left(1 - \frac{T}{512,64}\right)^{0,2453}}} \text{ en } \text{kg m}^{-3} \quad (\text{E.7})$$

où  $T$  est en  $K$  et  $M$  en  $\text{kg mol}^{-1}$ .

## E.7 Masse volumique de la vapeur saturante

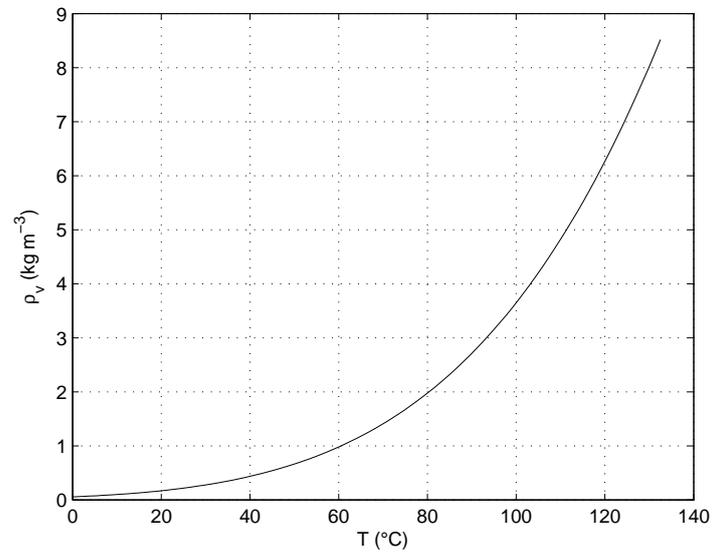


FIGURE E.6: masse volumique de la vapeur saturante du méthanol.

Sous l'hypothèse que la vapeur se comporte comme un gaz parfait

$$\rho_v = \frac{M p_{sat}}{RT} \quad \text{en } \text{kg m}^{-3} \quad (\text{E.8})$$

avec  $M$  en  $\text{kg mol}^{-1}$ ,  $p_{sat}$  en  $\text{Pa}$ ,  $R = 8,314 \text{ J mol}^{-1}\text{K}^{-1}$  et  $T$  en  $\text{K}$ .

## E.8 Capacité thermique massique à pression constante

### E.8.1 Liquide

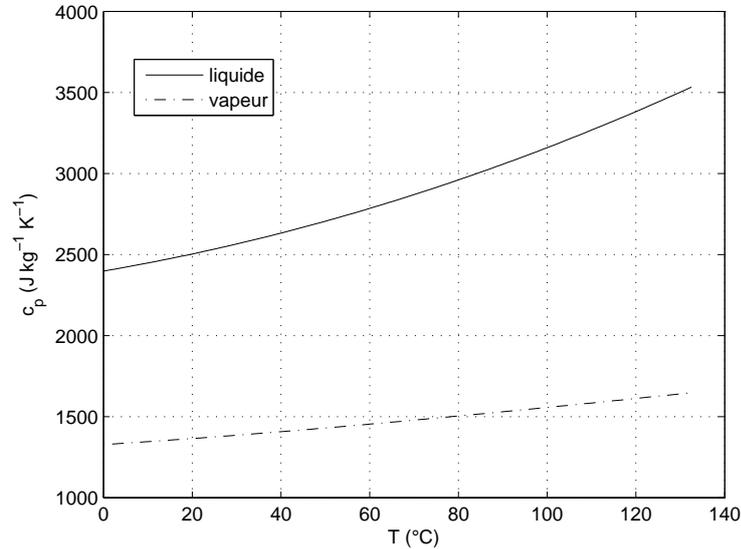


FIGURE E.7: capacités thermiques massiques du méthanol.

**Prosim**

$$c_{p\ell} = \frac{105\,800 - 362,23T + 0,9379T^2}{10^3 M} \text{ en } J\,kg^{-1}K^{-1} \quad (\text{E.9})$$

avec  $T$  en  $K$  et  $M$  en  $kg\,mol^{-1}$ .

### E.8.2 Vapeur

**Prosim**

$$c_{pv} = \frac{1}{10^3 M} \left[ 39\,252 + 87\,900 \left( \frac{\frac{1916,5}{T}}{\sinh \frac{1916,5}{T}} \right)^2 + 53\,654 \left( \frac{\frac{897,7}{T}}{\cosh \frac{896,7}{T}} \right)^2 \right] \quad (\text{E.10})$$

en  $J\,kg^{-1}K^{-1}$ , avec  $T$  en  $K$ .

## E.9 Conductivité thermique

### E.9.1 Liquide

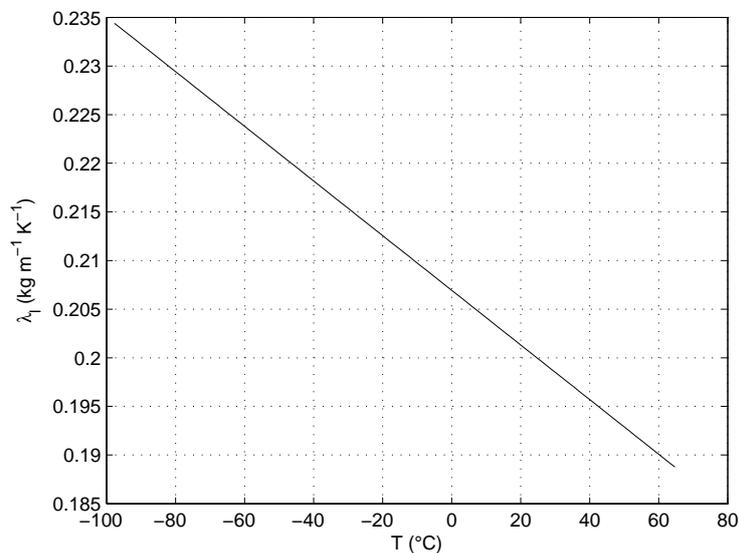


FIGURE E.8: conductivité thermique massique du méthanol liquide.

**Prosim**

$$\lambda_\ell = 0,2837 - 0,000281 T \text{ en } W m^{-1} K^{-1} \quad (\text{E.11})$$

où  $T$  est en  $K$  ( $175,47 K < T < 337,85 K$ ).

### E.9.2 Vapeur

$$\lambda_v = 0,02 W m^{-1} K^{-1} \quad (\text{E.12})$$

## E.10 Viscosité dynamique

### E.10.1 Liquide

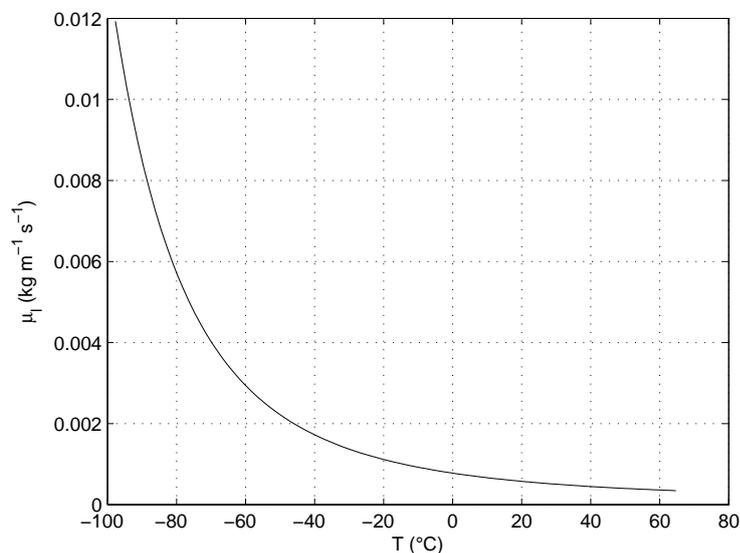


FIGURE E.9: viscosité dynamique liquide du méthanol.

**Prosim**

$$\mu_l = \exp \left[ -25,317 + \frac{1789,2}{T} + 2,069 \ln T \right] \quad (\text{E.13})$$

en  $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$  où  $T$  est en  $K$  ( $175,47 K < T < 337,85 K$ ).

### E.10.2 Vapeur

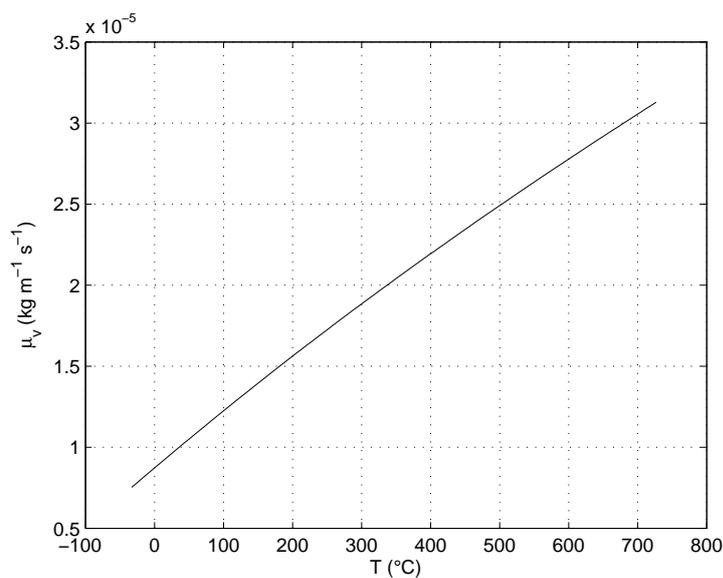


FIGURE E.10: viscosité dynamique vapeur du méthanol.

**Prosim**

$$\mu_v = \frac{3,0663 \cdot 10^{-7} T^{0,69655}}{1 + \frac{205}{T}} \quad (\text{E.14})$$

en  $kg\ m^{-1}\ s^{-1}$  où  $T$  est en  $K$  ( $240\ K < T < 1\ 000\ K$ ).



## Annexe F

### Quelques propriétés thermophysiques du nickel

---

Masse volumique ( $25^{\circ}C$ )	$8\,900\text{ kg m}^{-3}$
Capacité thermique massique ( $20^{\circ}C$ )	$440\text{ J kg}^{-1}K^{-1}$
Conductivité thermique	$90,7\text{ W m}^{-1}K^{-1}$

---



# Annexe G

## Pertes de charges

### G.1 Pertes de charge régulières

En fonction de la vitesse débitante  $v$  et du diamètre hydraulique  $D_h$

$$\Delta p = \Lambda \frac{L}{D_h} \left( \frac{1}{2} \rho v^2 \right) \quad (\text{G.1})$$

En fonction du débit massique  $\dot{m}$  et du diamètre hydraulique  $D_h$

$$\begin{aligned} \dot{m} = \rho v A = \rho v \frac{\pi}{4} D_h^2 &\quad \Rightarrow \quad v = \frac{4\dot{m}}{\pi \rho D_h^2} \\ \Rightarrow \Delta p = \Lambda \frac{8}{\pi^2} \frac{L}{D_h^5} \frac{\dot{m}^2}{\rho} &\quad (\text{G.2}) \end{aligned}$$

En fonction du débit massique  $\dot{m}$  et de la section droite  $A$

$$\begin{aligned} \Delta p = \Lambda \frac{L}{D_h} \left( \frac{1}{2} \rho \frac{\dot{m}^2}{\rho^2 A^2} \right) \\ A = \frac{\pi}{4} D_h^2 &\quad \Rightarrow \quad D_h = \sqrt{\frac{4A}{\pi}} \\ \Rightarrow \Delta p = \Lambda L \sqrt{\frac{\pi}{A}} \frac{1}{4} \frac{\dot{m}^2}{\rho A^2} &\quad (\text{G.3}) \end{aligned}$$

#### G.1.1 Ecoulement laminaire

$$\Lambda = \frac{64}{Re} \quad (\text{G.4})$$

En fonction du débit massique  $\dot{m}$  et de la section droite  $A$

$$Re = \frac{\rho v D_h}{\mu} = \frac{4\dot{m}}{\pi D_h \mu}$$

$$\Rightarrow \Lambda = \frac{64}{Re} = \frac{64\mu A}{\dot{m} D_h}$$

En fonction du débit massique  $\dot{m}$  et du diamètre hydraulique  $D_h$

$$Re = \frac{\rho v D_h}{\mu} = \frac{\dot{m} D_h}{\mu A} = \frac{4\dot{m}}{\pi \mu D_h}$$

$$\Rightarrow \Lambda = \frac{16\pi \mu D_h}{\dot{m}}$$

$$\Rightarrow \Delta p = \frac{128}{\pi} \frac{L}{D_h^4} \frac{\mu}{\rho} \dot{m} \quad (G.5)$$

## G.1.2 Écoulement turbulent

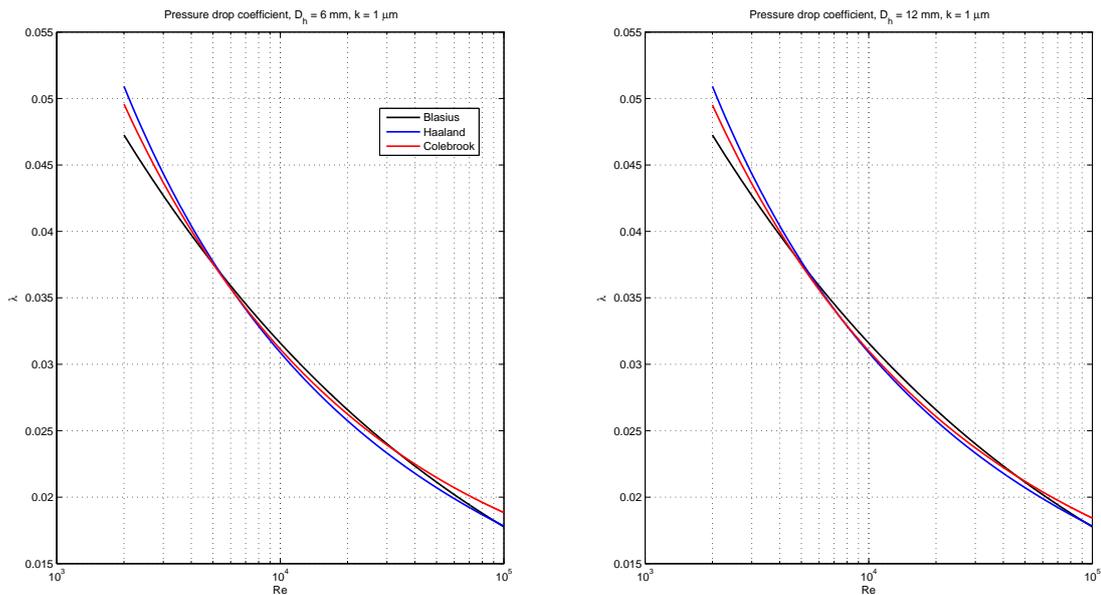


FIGURE G.1: coefficient de perte de charge visqueuses.

De nombreuses corrélations existent pour estimer la valeur du coefficient de perte de charge visqueuse  $\Lambda$ .

### Formule de Blasius

La plus utilisée est probablement la corrélation de Blasius

$$\Lambda = 0,316 Re^{-0,25} \quad \text{pour} \quad 2000 < Re < 10^5 \quad (G.6)$$

### Formule de Colebrook

L'une des plus précises est la formule de Colebrook, qui fait intervenir le diamètre hydraulique  $D_h$  et la rugosité  $k$  de la paroi interne de la conduite

$$\frac{1}{\sqrt{\Lambda}} = -2 \log_{10} \left( \frac{k}{3,71D_h} + \frac{2,51}{Re\sqrt{\Lambda}} \right) \quad (\text{G.7})$$

Cette équation a l'inconvénient d'être implicite.

### Formule de Haaland

Cette formule approchée (l'erreur par rapport à l'équation de Colebrook est néanmoins inférieure à 1,5%) offre l'avantage d'être explicite

$$\frac{1}{\sqrt{\Lambda}} = -1,8 \log_{10} \left[ \left( \frac{k}{3,7D_h} \right)^{1,11} + \frac{6,9}{Re} \right] \quad (\text{G.8})$$

La Fig. G.1 montre que ces trois corrélations, pour les configurations qui nous intéressent, donnent de  $\Lambda$  des valeurs relativement proches ; il y a également peu de variation pour les deux diamètres hydrauliques considérés (respectivement pour les conduites liquide et vapeur).

#### G.1.2.1 Écoulement turbulent parfaitement rugueux

En fonction du débit massique et du diamètre

$$\Lambda = Cte$$

L'équation (G.2) montre que la perte de charge visqueuse varie en fonction du carré du débit massique ou de la vitesse débitante.

#### G.1.3 Modélisation informatique

Si la perte de charge est exprimée par (G.2), il faut faire intervenir le signe du débit pour obtenir l'expression algébrique des pertes de charge visqueuses

$$\Delta p = \text{signe}(\dot{m}) \times \Lambda \frac{8}{\pi^2} \frac{L}{D_h^5} \frac{\dot{m}^2}{\rho}$$

## G.2 Pertes de charge singulières

Modèle général

$$\Delta p = \zeta \left( \frac{1}{2} \rho v^2 \right)$$

## G.2.1 Changement de section brutal

### G.2.1.1 Rétrécissement brusque

Pour des conduites cylindriques

$$\Delta p = p_1 - p_2 = \frac{\dot{m}^2}{2\rho} \left( \frac{1+K}{A_2^2} - \frac{1}{A_1^2} \right) \quad \text{avec} \quad K = 0,5 \left( 1 - \frac{D_2^2}{D_1^2} \right) \quad (\text{G.9})$$

Les coefficients 1 et 2 sont dans le sens de l'écoulement : la section la plus large est dans la zone amont 1 et la section la plus étroite dans la section aval 2 ( $D_1 > D_2$ ).

### G.2.1.2 Elargissement brusque

Les coefficients 1 et 2 sont toujours dans le sens de l'écoulement : le fluide se propage de l'amont 1 vers l'aval 2, la rencontre d'un élargissement correspond à  $D_1 < D_2$

$$\Delta p = p_1 - p_2 = \frac{\dot{m}^2}{2\rho} \left( \frac{1}{A_2^2} - \frac{1-K}{A_1^2} \right) < 0 \quad \text{avec} \quad K = \left[ 1 - \left( \frac{D_1}{D_2} \right)^2 \right]^2 > 0 \quad (\text{G.10})$$

### G.2.1.3 Coudes

Lorsque les pertes de charge singulières sont obtenues par une formule qui a la forme générale

$$\Delta p = \zeta \left( \frac{1}{2} \rho V^2 \right) = \zeta \left( \frac{8}{\pi^2} \frac{\dot{m}^2}{\rho D_h^4} \right) \quad (\text{G.11})$$

alors il ne s'agit que des pertes de charge supplémentaires qu'apporte la singularité par rapport à la même longueur de tube rectiligne.

La perte de charge totale qu'occasionne le coude est alors

$$\Delta p = \left( \zeta + \lambda \frac{R\theta}{D_h} \right) \frac{1}{2} \rho V^2 \quad (\text{G.12})$$

L'une des formules les plus utilisées pour les coudes arrondis et très ouverts est la **formule de Weisbach**

$$\zeta = \left[ 0,131 + 1,847 \left( \frac{D_h}{D_c} \right)^{3,5} \right] \frac{\theta^\circ}{90} \quad (\text{G.13})$$

où  $D_h$  est le diamètre hydraulique de la conduite et  $D_c$  le diamètre du coude.

## G.3 Pertes de charge visqueuses dans la zone diphasique du condenseur

Le modèle homogène de Collier et Thome (1994) pour les pertes de charge visqueuses est

$$\Delta p_{ch,*} = \left( \frac{2f_{lo}G^2v_\ell L}{D_h} \right) \left( 1 + \bar{x} \frac{\bar{v}}{v_\ell} \right) \left( 1 + \bar{x} \frac{\bar{\mu}}{\mu_\ell} \right)^{-1/4}$$

où le coefficient de frottement est calculé par la loi de Blasius

$$f_{lo} = 0,079 Re_{\ell o}^{-1/4}$$

en supposant que le fluide est totalement liquide

$$Re_{\ell o} = \frac{GD_h}{\mu_\ell}$$

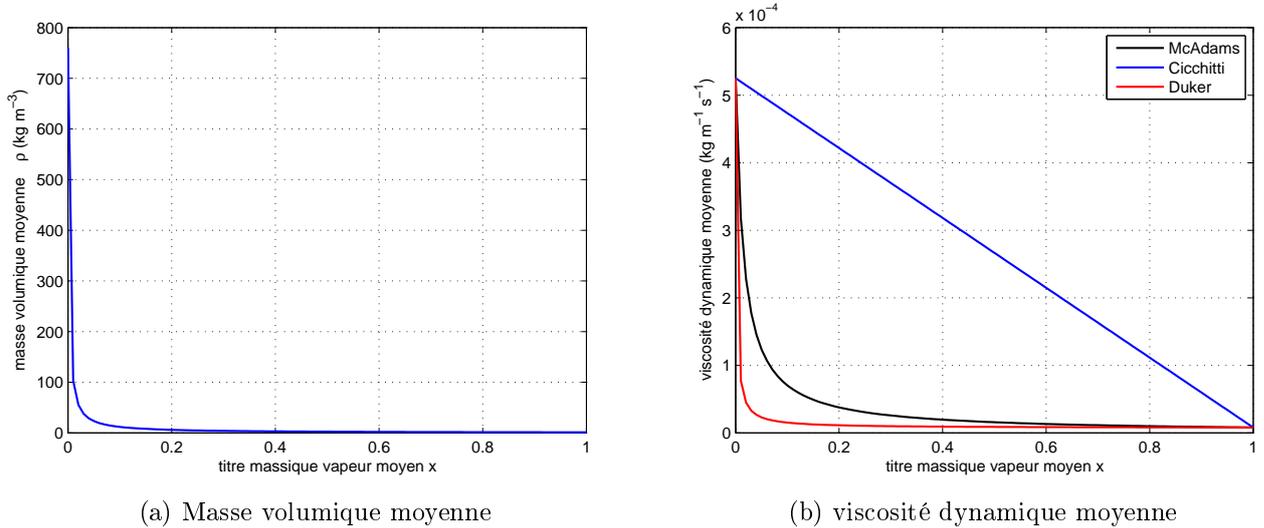


FIGURE G.2: zone diphasique du condenseur.

La viscosité diphasique moyenne  $\bar{\mu}$  peut être définie de plusieurs manières différentes ; les trois relations les plus fréquemment rencontrées sont

$$\frac{1}{\bar{\mu}} = \frac{\bar{x}}{\mu_v} + \frac{1 - \bar{x}}{\mu_\ell} \quad (\text{McAdams})$$

$$\bar{\mu} = \bar{x}\mu_v + (1 - \bar{x})\mu_\ell \quad (\text{Cicchitti})$$

$$\bar{\mu} = \bar{\rho} \left[ \frac{\bar{x}\mu_v}{\rho_v} + \frac{(1 - \bar{x})\mu_\ell}{\rho_\ell} \right] \quad (\text{Duker})$$

où la masse volumique moyenne du fluide est

$$\frac{1}{\bar{\rho}} = \frac{\bar{x}}{\rho_v} + \frac{1 - \bar{x}}{\rho_\ell}$$

La figure G.2 montre les évolutions de  $\bar{\rho}$  et  $\bar{\mu}$  en fonction de  $\bar{x}$ .

Pour le calcul des pertes de charge dans la zone diphasique du condenseur, nous avons utilisé la formule la plus fréquemment rencontrée, la formule de McAdams.