



HAL
open science

Analyse expérimentale et par voie de modélisation d'une boucle gravitaire à pompage capillaire multi-évaporateurs

Nicolas Blet

► **To cite this version:**

Nicolas Blet. Analyse expérimentale et par voie de modélisation d'une boucle gravitaire à pompage capillaire multi-évaporateurs. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2014. Français. NNT : 2014ESMA0026 . tel-01127542

HAL Id: tel-01127542

<https://theses.hal.science/tel-01127542>

Submitted on 7 Mar 2015

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.



THESE

Pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE ET D'AEROTECHNIQUE DE POITIERS

(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

Ecole doctorale : Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et
Aéronautique

Secteur de recherche : Mécanique des milieux fluides et Energie, Thermique, Combustion

Présentée par

Nicolas BLET

Analyse expérimentale et par voie de modélisation d'une boucle gravitaire à pompage capillaire multi-évaporateurs

Directeur de thèse : Yves BERTIN

Co-encadrants : Vincent AYEL, Vincent PLATEL

Soutenue le 2 Décembre 2014

devant la commission d'examen

- JURY -

Jean-Bernard SAULNIER	Professeur émérite, ISAE-ENSMA, Poitiers	Président
Frédéric LEFEVRE	Professeur, INSA, Lyon	Rapporteur
Marc PRAT	Directeur de Recherche, IMFT, Toulouse	Rapporteur
Sébastien DUTOUR	Maître de Conférences, UPS, Toulouse	Examineur
Mikaël MOHAUPT	Ingénieur Projet, EHP, Nivelles, Belgique	Examineur
Yves BERTIN	Professeur, ISAE-ENSMA, Poitiers	Examineur
Vincent AYEL	Maître de Conférences, ISAE-ENSMA, Poitiers	Examineur
Vincent PLATEL	Maître de Conférences HDR, UPPA, Pau	Examineur

Remerciements

Je tiens à remercier en premier lieu mes deux rapporteurs, Frédéric Lefèvre et Marc Prat, d'avoir consacré de leur temps à la lecture et au rapport de mon manuscrit de thèse, et d'être venus dans le Poitou pour ma soutenance.

Ces remerciements vont également à l'ensemble des membres du jury. Tout d'abord à Jean-Bernard Saulnier, qui s'est intéressé avec attention à mon travail afin d'assurer avec brio sa fonction de président du jury, et qui m'a donné de très bons conseils pour la soutenance et pour l'avenir. A Sébastien Dutour, pour son grand intérêt de la physique du système et pour ces multiples questions (presque trop pour certains dans l'assistance, mais pas forcément pour moi !) : les discussions approfondies sont toujours enrichissantes. A Mikaël Mohaupt, pour ses remarques pertinentes en qualité d'industriel. J'en profite pour remercier l'ensemble des représentants de la société EHP, qui ont suivi mes travaux et qui m'ont permis d'effectuer un travail expérimental riche, grâce à leur don gracieux de nouveaux évaporateurs. En espérant que les collaborations avec le laboratoire, ou d'autres, seront de plus en plus fructueuses dans le développement de leurs systèmes diphasiques.

J'adresse un grand remerciement à l'ensemble des personnes qui m'ont encadré durant ces trois années de thèse. Tout d'abord à mon directeur de thèse, Yves Bertin, dont la philosophie de « travailler sérieusement sans se prendre véritablement au sérieux » s'accorde assez bien avec ma manière d'appréhender le travail de thèse. Merci à Vincent Ayel d'avoir suivi mon travail « le plus possible » et d'avoir pris le temps de corriger tous mes articles, en vrai pédagogue. Merci à Vincent Platel ; les journées, durant lesquelles on a pu se voir, ont été aussi riches en discussion sur la physique des phénomènes que celles que nous avons commencées pendant mon stage de fin d'études d'ingénieur. Je tiens à remercier également Cyril Romestant ; même s'il n'est pas officiellement encadrant de ma thèse, il a contribué grandement au bon déroulement de mon travail expérimental et prend toujours le temps de suivre et d'apporter sa connaissance sur les travaux de l'équipe diphasique, malgré son emploi du temps chargé. Même s'il est vrai que j'ai pu disposer d'une réelle autonomie par leur encadrement, je les remercie encore une fois tous les quatre de m'avoir fait confiance pour faire avancer le travail sur le sujet scientifiquement complexe des boucles fluides diphasiques et de leur soutien dans les moments de doute.

J'associe ces remerciements à l'ensemble du personnel technique et administratif de l'axe COST de l'institut P', sans qui je n'aurais pu avancer dans d'aussi bonnes conditions, que ce soit pour le travail expérimental (grâce à notre magnifique équipe de techniciens !) compte tenu des péripéties, ou pour la totalité des conseils d'enseignement et de pédagogie que j'ai pu obtenir pour le monitorat. Pour n'oublier personne (et éviter les jaloux !), je ne vous nommerai pas tous, mais sachez que j'ai une pensée pour chacun d'entre vous. Je remercie en particulier mes collègues du bureau d'en face, à savoir Etienne, toujours prêt

à blaguer malgré les soucis qu'on a pu partager sur les boucles expérimentales, et Adel, toujours apte à discuter sur les problèmes numériques ou autres. Je remercie également les deux stagiaires que j'ai encadrés, Rémy et Jefferson, qui ont participé au montage du banc expérimental, et qui ont de plus très bien appréhendé la physique du système et la gestion du dispositif, ce qui m'a facilité grandement la tâche dans la gestion de mon propre travail.

Je remercie ensuite tous les thésards, post-doctorants, ingénieurs qui ont fait en sorte que l'ambiance de travail a été la plus agréable possible. Parmi eux, merci tout d'abord aux « anciens », qu'ils soient encore là ou qu'ils soient partis pour de nouvelles aventures. Merci à Laurent avec qui j'ai partagé le bureau pendant ma première année de thèse et qui m'a mis sur de bons rails (ou pas) pour les moments de travail et en dehors du travail, à Nicolas D. avec qui j'ai pu discuter des joies du numérique (mais pas que), à Rémi qui revient également de temps en temps se ressourcer en terre poitevine. Merci au bureau de folie du bout du couloir, avec Nicolas C. nouveau détenteur du record de longévité des non-permanents au sein du laboratoire, Damien notre ingénieur « marseillais » avec qui j'ai pu partager les plaisirs de l'expérimental, Jean-François la force tranquille du bureau. Merci à mes contemporains ; à Danilo notre brésilien toujours de bonne humeur (à part lors de la coupe du monde) ; bon courage à Bastien notre motard barbu et à Florent notre expert de SF, vous tenez le bon bout ! Une grande pensée pour Kamélia qui est partie trop tôt à Paris, j'espère que tu vas réussir à finir cette thèse !

Je souhaite également bon courage aux plus jeunes dans la suite et la fin de leur thèse : à Antoine mon collègue de bureau encore plus calme que moi (et ce n'est pas une mince affaire !), à Pierrot mon comparse de promo Ingé, et aux autres, dans le désordre : Yannick, Thao, Serge, Florent, Manh, Phuc, David.

Merci à toutes les autres personnes avec qui j'ai pu discuter et décompresser durant ces trois années, en essayant de ne pas trop les embêter dans leur propre travail (ou pas).

Pour finir, je tiens à remercier ma famille et mes amis qui m'ont permis de profiter des moments nécessaires de décompression.

Table des matières

Remerciements	i
Table des matières	iii
Table des figures	ix
Liste des tableaux	xvii
Nomenclature	xix
Introduction générale	1
I Etat de l'art sur les boucles diphasiques à pompage capillaire	3
1 Historique et contextes industriels	3
1.1 L'origine : l'industrie spatiale	3
1.2 L'industrie terrestre	4
1.2.1 Développement de l'électronique de puissance et nouvelles contraintes	4
1.2.2 Objectifs de développement de nouveaux systèmes de re- froidissement	6
2 Fonctionnement d'une BFDPT	7
2.1 Principe général	7
2.2 Rôles et technologies des différents composants	7
2.2.1 Evaporateur	7
2.2.2 Condenseur	8
2.2.3 Réservoir	9
3 Phénomènes physiques mis en jeu	9
3.1 Capillarité et mise en mouvement du fluide	9
3.2 Changement de phase liquide/vapeur	11
3.2.1 Généralités	11
3.2.2 Evaporation	12
3.2.3 Condensation	13
4 Deux conceptions différentes	13
4.1 Loop Heat Pipe (LHP)	14
4.2 Capillary Pumped Loop (CPL)	16
4.2.1 Cycle thermodynamique	16
4.2.2 Mode de fonctionnement	16
4.2.3 Comportement face à un échelon de puissance appliquée .	18
5 Limites de fonctionnement	21

6	Application terrestre et nouvelle conception de boucle	22
6.1	Fonctionnement sous gravité	22
6.2	Choix du fluide caloporteur	22
6.3	Développement d'une nouvelle BFDPT	24
6.3.1	Bilan sur les CPL et LHP	24
6.3.2	Développement des différents prototypes	24
6.3.3	Cycle théorique et résultats expérimentaux des prototypes de CPLIP	26
II Description des moyens expérimentaux		29
1	Présentation du dispositif	29
1.1	Vue générale du banc expérimental	29
1.2	Présentation détaillée des composants	31
1.2.1	Évaporateurs	31
1.2.2	Réservoir	32
1.2.3	Condenseur	32
1.2.4	Conduites	33
1.3	Dimensions	33
2	Instrumentation du banc expérimental	34
2.1	Conditions aux limites	34
2.1.1	Applications de puissance aux évaporateurs	34
2.1.2	Source froide	35
2.1.3	Régulation au réservoir	35
2.1.4	Isolation thermique	36
2.2	Instruments de mesure	36
2.2.1	Mesures de puissances	36
2.2.2	Mesures de températures	36
2.2.3	Mesures de pressions	38
2.2.4	Mesures de débits	39
2.3	Sécurités	41
2.4	Gestion du banc expérimental	41
2.4.1	Gestion logicielle	41
2.4.2	Bilan des interactions	41
2.4.3	Essais	41
3	Essai de référence au méthanol	42
3.1	Vérification de l'absence de GNC	43
3.2	Puissances mesurées	43
3.3	Températures mesurées	44
3.4	Pressions absolues mesurées	47
3.5	Débits mesurés	48
4	Conclusions	50
III Modélisation thermohydraulique transitoire de la boucle		51
1	Synthèse bibliographique sur la modélisation de BFDPT	51
1.1	Modèles permanents	51
1.2	Modèles transitoires	55
1.2.1	Modèle de Pouzet <i>et al.</i> [PJP ⁺ 04]	55
1.2.2	Modèle de Launay <i>et al.</i> [LPDJ07]	57
1.2.3	Modèle de Kaya <i>et al.</i> [KPGT08]	59

	1.2.4	Modèle de Vlassov et Riehl [VR08]	61
	1.2.5	Modèle de Nishikawara <i>et al.</i> [NNK13]	63
	1.2.6	Modèles transitoires de boucles pour applications terrestres	64
2		Description du modèle	66
	2.1	Hypothèses	66
	2.2	Méthodologie	67
	2.2.1	Gestion du changement de phase	67
	2.2.2	Discrétisation et équations bilans	69
	2.2.3	Adimensionnement	71
	2.3	Modélisation du condenseur et des conduites	71
	2.3.1	Bilan de masse	71
	2.3.2	Bilan de quantité de mouvement	72
	2.3.3	Bilan d'énergie du fluide	74
	2.3.4	Bilan d'énergie des parties solides	75
	2.4	Modélisation de l'évaporateur	78
	2.4.1	Principe	78
	2.4.2	Discrétisation	79
	2.4.3	Equations bilan	80
	2.5	Modélisation du réservoir	83
	2.5.1	Réservoir bas	83
	2.5.2	Réservoir haut	86
	2.5.3	Bilan d'énergie de la conduite entre réservoir et évaporateur	89
	2.5.4	Réseaux électriques analogues	89
3		Bilan	91

IV Analyse expérimentale du banc CERBERE avec un seul évaporateur en fonctionnement et comparaison avec les résultats numériques 93

1		Analyse expérimentale et validation du modèle en régime permanent	93
	1.1	Identification des conductances empiriques	93
	1.1.1	Procédure	94
	1.1.2	Résultats	94
	1.2	Analyse et validation thermique	97
	1.3	Analyse et validation hydraulique	99
2		Analyse expérimentale en régime transitoire et confrontation avec les résultats de la modélisation	101
	2.1	Modification des conductances empiriques du modèle	102
	2.2	Charges croissantes de puissance appliquée à l'évaporateur	102
	2.2.1	Evolutions des débits	102
	2.2.2	Evolutions des pressions	104
	2.2.3	Evolutions des températures	106
	2.3	Charges décroissantes de puissance appliquée à l'évaporateur	109
	2.3.1	Evolutions des débits	109
	2.3.2	Evolutions des pressions	110
	2.3.3	Evolutions des températures	112
3		Bilan sur le comportement thermohydraulique de la boucle et sur la validité du modèle	113

V Analyse par voie de modélisation du banc CERBERE avec un seul évaporateur en fonctionnement 115

1	Analyse du modèle de réservoir	115
1.1	Intérêt du modèle avancé de réservoir	115
1.2	Analyse hydraulique	117
1.3	Analyse thermique	118
1.3.1	Augmentation de la charge thermique à l'évaporateur . . .	118
1.3.2	Baisse de la charge thermique à l'évaporateur	119
1.4	Bilan	120
2	Analyse des pertes de charges le long de la boucle	121
2.1	Ligne vapeur	121
2.2	Condenseur	122
2.3	Ligne liquide	123
2.4	Ligne Réservoir-Evaporateur	123
2.5	Evolution du pompage capillaire	123
2.6	Bilan	124
3	Etudes paramétriques	124
3.1	Puissances appliquées à l'évaporateur	125
3.1.1	Rampes de même durée et de même puissance initiale . .	125
3.1.2	Rampes de même pente et de même puissance initiale . .	126
3.1.3	Rampes partant de puissances initiales différentes	127
3.2	Température de source froide	128
3.3	Température de référence au réservoir	130
3.4	Bilan	132

VI Analyse expérimentale et numérique du banc CERBERE avec plusieurs évaporateurs en fonctionnement 133

1	Analyse des résultats expérimentaux	133
1.1	Etude du comportement thermohydraulique en régime permanent .	133
1.1.1	Essai d'illustration	134
1.1.2	Influence de la puissance imposée	136
1.2	Etude du comportement thermohydraulique en régime transitoire .	138
1.2.1	Essai d'illustration	138
1.2.2	Influence de l'inertie thermique des évaporateurs	140
1.3	Bilan sur le comportement de la boucle multi-évaporateurs	143
2	Adaptation de la modélisation	143
2.1	Modèle de la jonction de la ligne vapeur	143
2.1.1	Bilan de masse	143
2.1.2	Bilans de quantité de mouvement	145
2.1.3	Bilans d'énergie	146
2.2	Modèle de réservoir avec trois sorties	146
2.2.1	Réservoir bas	147
2.2.2	Réservoir haut	149
2.2.3	Bilan d'énergie des conduites entre réservoir et évaporateurs	149
2.2.4	Réseaux électriques analogues	151
2.3	Recalage du modèle en régime permanent	152
2.3.1	Procédure	152
2.3.2	Résultats	152
2.4	Diagramme de fonctionnement	154
3	Comparaison des résultats expérimentaux et numériques	154

3.1	Premier essai de comparaison	155
3.1.1	Débits masse	155
3.1.2	Pressions aux bornes des évaporateurs	156
3.1.3	Températures aux évaporateurs	156
3.2	Second essai de comparaison	157
3.2.1	Débits masse	158
3.2.2	Pressions aux bornes des évaporateurs	158
3.2.3	Températures aux évaporateurs	159
3.3	Conclusion sur la validité du modèle	160
VII Analyse expérimentale et numérique du démarrage du banc CERBERE		163
1	Démarrage d'un seul évaporateur	163
1.1	Analyse expérimentale	163
1.1.1	Démarrage dit normal	163
1.1.2	Comportement particulier à l'étape n°2 du démarrage . . .	167
1.1.3	Comportement particulier à l'étape n°3 du démarrage . . .	170
1.2	Analyse numérique	173
1.2.1	Présentation des résultats numériques obtenus	173
1.2.2	Conclusion sur la validité du modèle	175
2	Démarrage de plusieurs évaporateurs	176
2.1	Démarrage simultané	176
2.2	Démarrage séparé	180
2.3	Bilan	183
Conclusion générale		184
Bibliographie		189
A Erreurs de mesures des débitmètres		195
B Programme d'acquisition des mesures		197
1	Vérification d'absence de GNC	197
2	Programme principal	198
2.1	Configuration de l'essai	198
2.2	Visualisations graphiques	198
2.3	Déroulement de l'acquisition	198
C Modélisation numérique des équations de Navier-Stokes		201
1	Equations de Navier-Stokes en modélisation 1D	201
1.1	Dérivation selon un champ de vitesses quelconque	201
1.2	En modélisation 1D	202
2	Application à la méthode nodale	202
2.1	Hypothèses et schéma numériques	202
2.2	Bilan de masse	202
2.2.1	Expression générale	202
2.2.2	Application à la discrétisation du modèle	203
2.3	Bilan de quantité de mouvement	204
2.3.1	Expression générale	204
2.3.2	Application à la discrétisation du modèle	204

2.4	Bilan d'énergie	208
2.4.1	Expression générale	208
2.4.2	Application à la discrétisation du modèle	209
D	Méthode nodale et analogie électrique	213
1	Fondement de l'analogie électrique	213
2	Méthode nodale appliquée au transfert de chaleur	213
2.1	Principe	213
2.2	Conductances thermiques classiques	214
2.3	Notion de conductance fluidique	214
2.3.1	Cas d'un écoulement unidirectionnel	214
2.3.2	Cas d'un écoulement pouvant changer de sens	216
2.3.3	Cas des sorties du réservoir (modèle multi-évaporateurs)	216
E	Construction des tables de propriétés thermodynamiques	219
1	Construction de la table $T(h, P)$	219
1.1	Tables courantes	219
1.2	Phase liquide	219
1.3	Changement de phase	220
1.4	Phase vapeur	220
1.5	Représentation graphique	220
2	Construction des tables de propriétés thermodynamiques	220
2.1	Tables courantes	220
2.2	Construction	220
2.3	Représentations graphiques	221
3	Propriétés thermophysiques monophasiques du méthanol	222
F	Complément de modélisation du réservoir	225
1	Gestion des échanges d'énergie suivant le sens des écoulements	225
1.1	Modèle de boucle mono-évaporateur	225
1.2	Modèle de boucle multi-évaporateurs	226
2	Quelle joie d'avoir un réservoir cylindrique!	230
3	Modélisation de la puissance de chauffe	232
G	Complément de l'étude numérique	233
1	Ordres de grandeur des coefficients d'échange en écoulement	233
2	Etudes paramétriques	234
2.1	Modèle diphasique des propriétés thermodynamiques	234
2.2	Dénivelé de la ligne liquide	236
2.3	Inertie de l'évaporateur	238
	Résumé	240

Table des figures

Etat de l'art sur les boucles diphasiques à pompage capillaire	3
I.1 L'origine : le caloduc.....	3
I.2 Structure multicellulaire d'un semi-conducteur [Ber00]	5
I.3 Exemple de BFDPT.....	7
I.4 Profils d'évaporateurs cylindriques [Dup01].....	8
I.5 Profils d'évaporateurs plans [Dup01].....	8
I.6 Vue en coupe de la zone d'évaporation [Lac10]	10
I.7 Diagramme de phase d'un corps pur [Los08].....	11
I.8 Diagramme de Clapeyron d'un corps pur [PL97].....	12
I.9 Condensation convective à l'intérieur d'un tube [Pan06]	14
I.10 Les deux types de BFDPT	14
I.11 Evolution de la conductance d'un LHP [Los08]	15
I.12 Diagramme de fonctionnement d'une CPL [BLS ⁺ 11]	17
I.13 Evolution de la conductance d'une CPL [Del11]	18
I.14 Comportement typique lors de variations de puissance [BLS ⁺ 11]	19
I.15 Effets de l'élévation sur l'évolution de la température de fonctionnement en régime permanent d'une LHP [Chu03].....	23
I.16 Vue schématisée du démonstrateur EHP, « CPLIP 1.0 » [Los08].....	25
I.17 Vue schématisée de la boucle « CPLIP 1.1 » [Lac10]	26
I.18 Diagramme de fonctionnement de la CPLIP.....	27
Description des moyens expérimentaux	29
II.1 Vue schématisée de la boucle CERBERE	30
II.2 Vue d'ensemble du banc expérimental CERBERE	30
II.3 Evaporateurs de CERBERE.....	31
II.4 Vue en coupe du réservoir de CERBERE	32
II.5 Photographie du condenseur de CERBERE	32
II.6 Dispositif d'application de puissance aux évaporateurs	34
II.7 Régulation thermique du réservoir	35
II.8 Instrumentation thermique de CERBERE	37
II.9 Acquisition de températures sur banc de soudure froide	37
II.10 Instrumentation hydraulique de CERBERE.....	38
II.11 Implantation d'un capteur de pression sur la boucle.....	39
II.12 Débitmètres « à effet Coriolis »	40
II.13 Organisation globale du banc expérimental.....	42
II.14 Chauffe du réservoir	43
II.15 Comparaison des puissances imposée et mesurée à l'évaporateur.....	44

II.16	Evolution des températures de CERBERE lors d'un essai de caractérisation d'un évaporateur (référence $70^{\circ}C$, condenseur $20^{\circ}C$).....	45
II.17	Evolution des températures au condenseur lors d'un essai de caractérisation d'un évaporateur (référence $70^{\circ}C$, condenseur $20^{\circ}C$).....	46
II.18	Evolution du profil de températures au condenseur suivant la puissance appliquée (référence $70^{\circ}C$, condenseur $20^{\circ}C$)	46
II.19	Evolution des pressions de CERBERE lors d'un essai de caractérisation d'un évaporateur (référence $70^{\circ}C$, condenseur $20^{\circ}C$).....	47
II.20	Diagramme (P,T) de fonctionnement de CERBERE (Evaporateur n°2, $T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 1000 W$)	48
II.21	Evolution des débits liquide de CERBERE lors d'un essai de caractérisation d'un évaporateur (référence $70^{\circ}C$, condenseur $20^{\circ}C$).....	49
Modélisation thermohydraulique transitoire de la boucle		51
III.1	Schéma des bilans de flux au sein d'une LHP du modèle de Chuang [Chu03]	53
III.2	Schéma du modèle de CPL par Pouzet <i>et al.</i> [PJP ⁺ 04]	56
III.3	Schéma du modèle de LHP de Launay <i>et al.</i> [LPDJ07]	58
III.4	Oscillations de température d'une LHP [LPDJ07].....	59
III.5	Maillage décalé du modèle de Kaya <i>et al.</i> [KPGT08]	60
III.6	Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques de la température de paroi de réservoir de Kaya <i>et al.</i> [KPGT08] lors de tests en milieu ambiant	61
III.7	Discretisation de l'assemblage condenseur/radiateur du modèle de Vlassov et Riehl [VR08]	61
III.8	Croquis et réseau thermique équivalent de l'ensemble réservoir/évaporateur de Vlassov et Riehl [VR08]	62
III.9	Modèle de Nishikawara <i>et al.</i> [NNK13].....	63
III.10	Schéma des nœuds fluide et des variables d'entrée du modèle de CERBERE	67
III.11	Représentation simplifiée de ρ en fonction des variables d'énergie (à pression constante)	68
III.12	Maillages et positions des variables.....	69
III.13	Notations des variables introduites dans les équations bilans générales en modélisation 1D.....	70
III.14	Bilan de masse.....	72
III.15	Bilan de quantité de mouvement	73
III.16	Bilan d'énergie	75
III.17	Réseau thermique au condenseur.....	76
III.18	Conductance empirique à l'évaporateur	79
III.19	Maillage fluide au sein de l'évaporateur	79
III.20	Gestion du maillage lié à l'interface de vaporisation	80
III.21	Réseau électrique associé aux bilans de masse à l'évaporateur	80
III.22	Réseau électrique associé aux bilans de quantité de mouvement à l'évaporateur	81
III.23	Réseau électrique associé aux bilans d'énergie à l'évaporateur	82
III.24	Réseau thermique à l'évaporateur	83
III.25	Différenciation des deux parties du réservoir.....	84
III.26	Maillage et positions des variables de la partie basse du réservoir.....	84
III.27	Modèle « simple » du réservoir.....	87

III.28	Modèle thermique « avancé » du réservoir.....	88
III.29	Réseaux électriques associés aux bilans de masse au réservoir	90
III.30	Réseau électrique associé aux bilans de quantité de mouvement au réservoir	90
III.31	Réseaux électriques associés aux bilans d'énergie au réservoir	91
III.32	Couplage entre les réseaux de la modélisation	92
Analyse expérimentale avec un seul évaporateur en fonctionnement		93
IV.1	Conductance identifiée au réservoir pour chaque évaporateur ($T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)	95
IV.2	Conductance identifiée au réservoir (évaporateur n°1)	95
IV.3	Conductance identifiée à l'évaporateur pour chaque évaporateur ($T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)	96
IV.4	Conductance identifiée à l'évaporateur (évaporateur n°1)	97
IV.5	Comparaison en régime permanent des résultats expérimentaux et numériques : profils de températures le long de la boucle CERBERE (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$)	98
IV.6	Comparaison en régime permanent des résultats expérimentaux et numériques : débit masse (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)	99
IV.7	Notations des pertes de charge le long de la boucle.....	100
IV.8	Comparaison en régime permanent des résultats expérimentaux et numériques : pertes de charge (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$) 100	
IV.9	Diagramme (P,T) de fonctionnement de CERBERE (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 1000 W$).....	101
IV.10	Différentes rampes croissantes de puissance appliquée à l'évaporateur	102
IV.11	Evolutions temporelles du débit masse en entrée d'évaporateur pour les différentes charges croissantes de puissance ($T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)....	103
IV.12	Evolutions temporelles du débit masse en sortie de condenseur pour les différentes charges croissantes de puissance ($T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)....	104
IV.13	Evolutions temporelles de la pression de saturation au réservoir pour les différentes charges croissantes de puissance (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)	105
IV.14	Evolutions temporelles du débit masse évalué entre les deux parties du réservoir pour les différentes charges croissantes de puissance (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)	106
IV.15	Evolutions temporelles des pressions à l'évaporateur pour les différentes charges croissantes de puissance (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)	106
IV.16	Comparaison des évolutions temporelles de la pression en sortie d'évaporateur et du débit en sortie de condenseur pour les différentes charges croissantes de puissance (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$).....	107
IV.17	Evolutions temporelles de la température de paroi de la conduite en entrée d'évaporateur pour les différentes charges croissantes de puissance (évaporateur n°2, $T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$).....	107
IV.18	Evolutions temporelles de la température moyenne de culasse de l'évaporateur pour les différentes charges croissantes de puissance ($T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$).....	108
IV.19	Différentes rampes décroissantes de puissance appliquée à l'évaporateur	109

IV.20	Evolutions temporelles du débit masse en entrée d'évaporateur pour les différentes charges décroissantes de puissance ($T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)..	110
IV.21	Evolutions temporelles du débit masse en sortie de condenseur pour les différentes charges décroissantes de puissance ($T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)..	111
IV.22	Evolutions temporelles de la pression de saturation au réservoir pour les différentes charges décroissantes de puissance (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)	112
IV.23	Evolutions temporelles des pressions à l'évaporateur pour les différentes charges décroissantes de puissance (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)	112
IV.24	Evolutions temporelles de la température de paroi de la conduite en entrée d'évaporateur pour les différentes charges décroissantes de puissance (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$).....	113
IV.25	Evolutions temporelles de la température moyenne de culasse de l'évaporateur pour les différentes charges décroissantes de puissance (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)	114
Analyse numérique avec un seul évaporateur en fonctionnement		115
V.1	Schémas des modèles thermiques dits « simple » ou « avancé » du réservoir.	116
V.2	Pressions au réservoir pour une évolution de la charge de $30 W.s^{-1}$ à l'évaporateur (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)	116
V.3	Température moyenne de culasse d'évaporateur pour évolution de la charge de $30 W.s^{-1}$ à l'évaporateur (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)..	117
V.4	Flux de chaleur échangés par la vapeur du réservoir durant une augmentation de la charge thermique à l'évaporateur	119
V.5	Flux de chaleur échangés par le liquide du réservoir durant une augmentation de la charge thermique à l'évaporateur	120
V.6	Flux de chaleur échangés au réservoir durant une diminution de la charge thermique à l'évaporateur	120
V.7	Evolution des pertes de charge au sein de la ligne vapeur	122
V.8	Evolution des pertes de charge au condenseur	123
V.9	Evolution des pertes de charge au sein de la ligne liquide	123
V.10	Evolution du pompage capillaire	124
V.11	Différentes rampes de même durée et de même puissance initiale	125
V.12	Réponses aux rampes de puissances de même durée et de même puissance initiale	126
V.13	Différentes rampes de même pente et de même puissance initiale	126
V.14	Réponses aux rampes de puissances de même pente et de même puissance initiale	127
V.15	Même rampe de puissance avec une puissance initiale différente	128
V.16	Evolutions des débits masse et évaluations de $\Delta\dot{m}_{max}$ et $m_{r,supp}$ (même sollicitation avec puissance initiale différente)	128
V.17	Longueur diphasique η au condenseur suivant la puissance appliquée	129
V.18	Evolutions de la température moyenne de culasse de l'évaporateur (même sollicitation avec puissance initiale différente)	129
V.19	Evolutions des débits masse et évaluations de $\Delta\dot{m}_{max}$ et $m_{r,supp}$ (rampes de température d'entrée de source froide T_{II})	130

V.20	Evolutions de la température moyenne de culasse de l'évaporateur (rampes de température d'entrée de source froide T_{II})	130
V.21	Evolutions du débit à l'évaporateur (rampes de température d'entrée de source froide T_{II})	131
V.22	Evolutions du débit en sortie de condenseur et évaluation de $\Delta\dot{m}_{min}$ (modification de la température de référence au réservoir T_{ref})	131
V.23	Evolutions de la température moyenne de culasse de l'évaporateur (modification de la température de référence au réservoir T_{ref})	132
Analyse avec plusieurs évaporateurs en fonctionnement		133
VI.1	Evolutions temporelles des débits masse (évaporateurs n°1 et 3, $T_{ref} = 70^\circ C$, $T_{II} = 20^\circ C$, essai d'illustration)	134
VI.2	Evolutions temporelles des pressions aux évaporateurs (évaporateurs n°1 et 3, $T_{ref} = 70^\circ C$, $T_{II} = 20^\circ C$, essai d'illustration)	135
VI.3	Evolutions temporelles des températures moyennes de culasse d'évaporateurs (évaporateurs n°1 et 3, $T_{ref} = 70^\circ C$, $T_{II} = 20^\circ C$, essai d'illustration)	135
VI.4	Evolutions temporelles des débits masse (évaporateurs n°1 et 3, $T_{ref} = 70^\circ C$, $T_{II} = 20^\circ C$, second essai)	136
VI.5	Evolutions temporelles des pressions aux évaporateurs (évaporateurs n°1 et 3, $T_{ref} = 70^\circ C$, $T_{II} = 20^\circ C$, second essai)	137
VI.6	Evolutions temporelles des températures moyennes de culasse d'évaporateurs (évaporateurs n°1 et 3, $T_{ref} = 70^\circ C$, $T_{II} = 20^\circ C$, second essai)	138
VI.7	Evolutions temporelles des débits masse (évaporateurs n°1, 2 et 3, $T_{ref} = 70^\circ C$, $T_{II} = 20^\circ C$, essai d'illustration)	139
VI.8	Evolutions temporelles des pressions aux évaporateurs (évaporateurs n°1, 2 et 3, $T_{ref} = 70^\circ C$, $T_{II} = 20^\circ C$, essai d'illustration)	139
VI.9	Evolutions temporelles des températures moyennes de culasse d'évaporateurs (évaporateurs n°1, 2 et 3, $T_{ref} = 70^\circ C$, $T_{II} = 20^\circ C$, essai d'illustration)	140
VI.10	Evolutions temporelles du débit en sortie de condenseur selon le nombre d'évaporateurs, pour la même sollicitation globale de puissance ($T_{ref} = 70^\circ C$, $T_{II} = 20^\circ C$)	141
VI.11	Evolutions temporelles des pressions à l'évaporateur n°2 selon le nombre d'évaporateurs, pour une sollicitation globale de puissance de $30 W.s^{-1}$ ($T_{ref} = 70^\circ C$, $T_{II} = 20^\circ C$)	142
VI.12	Visualisation de la hauteur de liquide au sein du réservoir suivant le nombre d'évaporateurs en fonctionnement $\left(\sum_{i=1}^3 \dot{Q}_{evap,i} = 600 W\right)$	142
VI.13	Jonction de la ligne vapeur	144
VI.14	Réseau électrique associé aux bilans de masse de la jonction de la ligne vapeur	145
VI.15	Réseau électrique associé aux bilans de quantité de mouvement de la jonction de la ligne vapeur	146
VI.16	Réseau électrique associé aux bilans d'énergie de la jonction de la ligne vapeur	147
VI.17	Réservoir avec trois sorties	147
VI.18	Maillage et positions des variables du réservoir	148

VI.19	Modèle thermique du réservoir	150
VI.20	Réseaux électriques associés aux bilans de quantité de mouvement et d'énergie au réservoir	151
VI.21	Conductance identifiée aux évaporateurs suivant les puissances locale et totale appliquées ($T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)	153
VI.22	Diagramme (P,T) de fonctionnement de CERBERE multi-évaporateurs ($T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap,1} = \dot{Q}_{evap,2} = \dot{Q}_{evap,3} = 600 W$)	155
VI.23	Sollicitations du premier essai de comparaison multi-évaporateurs	155
VI.24	Evolutions des débits masse mesurés et calculés ($T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, premier essai de comparaison)	156
VI.25	Evolutions des pressions aux évaporateurs mesurées et calculées ($T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, premier essai de comparaison)	157
VI.26	Evolutions des températures en entrée d'évaporateurs mesurées et calculées ($T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, premier essai de comparaison)	157
VI.27	Evolutions des températures moyennes de culasse d'évaporateur mesurées et calculées ($T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, premier essai de comparaison)	158
VI.28	Sollicitations du second essai de comparaison multi-évaporateurs	158
VI.29	Evolutions des débits masse mesurés et calculés ($T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, second essai de comparaison)	159
VI.30	Evolutions des pressions aux évaporateurs mesurées et calculées ($T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, second essai de comparaison)	159
VI.31	Evolutions des températures en entrée d'évaporateurs mesurées et calculées ($T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, second essai de comparaison)	160
VI.32	Evolutions des températures moyennes de culasse d'évaporateurs mesurées et calculées ($T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, second essai de comparaison)	160
Analyse expérimentale et numérique du démarrage		163
VII.1	Positions et dénominations de différentes mesures de températures sur CERBERE	164
VII.2	Evolutions des températures lors d'un démarrage « normal » (évaporateur n°2, $T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)	165
VII.3	Evolutions des variables hydrauliques lors d'un démarrage « normal » (évaporateur n°2, $T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)	166
VII.4	Evolutions des températures lors d'un démarrage particulier à l'étape n°2 (évaporateur n°2, $T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)	168
VII.5	Evolutions des variables hydrauliques lors d'un démarrage particulier à l'étape n°2 (évaporateur n°2, $T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)	169
VII.6	Evolutions des températures lors d'un démarrage particulier à l'étape n°3 (évaporateur n°2, $T_{ref} = 80^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)	171
VII.7	Evolutions des variables hydrauliques lors d'un démarrage particulier à l'étape n°3 (évaporateur n°2, $T_{ref} = 80^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)	172
VII.8	Evolutions des températures du fluide lors d'un démarrage (résultats numériques, $T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)	174
VII.9	Evolutions des fractions massiques de vapeur lors d'un démarrage (résultats numériques, $T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)	175

VII.10	Evolutions des débits masse lors d'un démarrage (résultats numériques, $T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)	176
VII.11	Evolutions des pressions lors d'un démarrage (résultats numériques, $T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)	177
VII.12	Evolutions des températures lors d'un démarrage simultané de deux évaporateurs ($T_{ref} = 80^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)	178
VII.13	Evolutions des variables hydrauliques lors d'un démarrage simultané de deux évaporateurs ($T_{ref} = 80^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)	179
VII.14	Evolutions des températures lors d'un démarrage séparé de deux évaporateurs ($T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)	181
VII.15	Evolutions des variables hydrauliques lors d'un démarrage séparé de deux évaporateurs ($T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)	182
Erreurs de mesures des débitmètres		195
A.1	Erreur absolue de mesures des débits masse	195
A.2	Erreur relative de mesures des débits masse	195
Programme d'acquisition des mesures		196
B.1	Face-avant du programme de vérification d'absence de GNC au réservoir	197
B.2	Configuration de l'essai expérimental	199
B.3	Visualisations lors de l'acquisition	200
Modélisation numérique des équations de Navier-Stokes		201
C.1	Discretisation pour les bilans de masse	203
C.2	Discretisation pour les bilans de quantité de mouvement	204
C.3	Changement de section	205
C.4	Gestion des bilans de quantité de mouvement au réservoir	206
C.5	Discretisation pour les bilans d'énergie	210
Méthode nodale et analogie électrique		212
D.1	Analogie des réseaux électrique et thermique	214
D.2	Représentation et codage sous ESACAP TM d'une conductance fluide GF	215
D.3	Représentation et codage sous ESACAP TM d'une conductance fluide GF^{\leftrightarrow}	216
D.4	Représentation et codage sous ESACAP TM d'une conductance fluide $GF^{r\leftrightarrow}$	217
Construction des tables de propriétés thermodynamiques		218
E.1	Température en fonction de h et P (méthanol)	221
E.2	Masse volumique en fonction de h et P (méthanol)	222
E.3	Viscosité dynamique en fonction de h et P (méthanol)	223
Complément de modélisation du réservoir		225
F.1	Echanges d'énergie au réservoir (premier cas)	225

F.2	Echanges d'énergie au réservoir (deuxième cas)	226
F.3	Echanges d'énergie au réservoir (troisième cas)	226
F.4	Echanges d'énergie au niveau de la première sortie du réservoir (premier cas)	227
F.5	Echanges d'énergie au niveau de la première sortie du réservoir (deuxième cas)	227
F.6	Echanges d'énergie au niveau de la première sortie du réservoir (troisième cas)	227
F.7	Echanges d'énergie au niveau de la deuxième sortie du réservoir (premier cas)	228
F.8	Echanges d'énergie au niveau de la deuxième sortie du réservoir (deuxième cas)	228
F.9	Echanges d'énergie au niveau de la deuxième sortie du réservoir (troisième cas)	228
F.10	Echanges d'énergie au niveau de la troisième sortie du réservoir (premier cas)	229
F.11	Echanges d'énergie au niveau de la troisième sortie du réservoir (deuxième cas)	229
F.12	Echanges d'énergie au niveau de la troisième sortie du réservoir (troisième cas)	230
F.13	Géométrie cylindrique du réservoir	230
Complément de l'étude numérique		233
G.1	Valeurs du coefficient d'échange convectif en fonction de l'enthalpie massique pour une conduite cylindrique de diamètre 10 <i>cm</i> et pour un débit masse de 1 <i>g.s</i> ¹	233
G.2	Modèles diphasiques de viscosité dynamique testés	234
G.3	Evolutions des variables thermohydrauliques suivant le modèle diphasique de masse volumique	235
G.4	Modèles diphasiques de viscosité dynamique testés	235
G.5	Evolutions des variables thermohydrauliques suivant le modèle diphasique de viscosité dynamique	236
G.6	Modèles diphasiques de conductivité thermique testés	236
G.7	Evolutions des variables thermohydrauliques suivant le modèle diphasique de conductivité thermique	237
G.8	Evolutions des variables thermohydrauliques suivant la hauteur de la ligne liquide	237
G.9	Evolutions des variables thermohydrauliques suivant la masse de l'évaporateur	238

Liste des tableaux

Etat de l'art sur les boucles diphasiques à pompage capillaire	3
I.1 Critère de choix des composants d'électronique de puissance [Ber00]	5
I.2 Compatibilité Fluide-Matériau [MPS ⁺ 10]	23
Description des moyens expérimentaux	29
II.1 Dimensions et caractéristiques des divers composants de CERBERE	33
Modélisation thermohydraulique transitoire de la boucle	51
III.1 Synthèse des études paramétriques sur le modèle de Chuang [Chu03]	53
Analyse expérimentale avec un seul évaporateur en fonctionnement	93
Analyse numérique avec un seul évaporateur en fonctionnement	115
V.1 Ordre de grandeur des pertes de charge au réservoir	117
V.2 Expressions et notations des échanges thermiques du bilan d'énergie dans la vapeur du réservoir	118
V.3 Expressions et notations des échanges thermiques du bilan d'énergie dans le liquide du réservoir	118
V.4 Expressions et notations des pertes de charge dans les bilans de quantité de mouvement	121
Analyse avec plusieurs évaporateurs en fonctionnement	133
Analyse expérimentale et numérique du démarrage	163
Erreurs de mesures des débitmètres	195
Programme d'acquisition des mesures	196
Modélisation numérique des équations de Navier-Stokes	201
Méthode nodale et analogie électrique	212
D.1 Analogie électrique classique	213

D.2 Conductances thermiques classiques	215
Construction des tables de propriétés thermodynamiques	218
Complément de modélisation du réservoir	225
F.1 Méthode de Zieger-Nichols pour modéliser une loi PID	232
Complément de l'étude numérique	233

Nomenclature

Symboles latins *majuscules*

A	Surface	m^2
C	Capacité dans le réseau en températures	$J.K^{-1}$
D	Diamètre	m
$\bar{\bar{D}}$	Tenseur des taux de déformation	s^{-1}
D_h	Diamètre hydraulique	m
DN	Capacité enthalpique dans le réseau en enthalpies massiques	J
\vec{F}	Force	N
G	Conductance dans le réseau en températures	$W.K^{-1}$
Gdb	Conductance dans le réseau en débits masse	$kg.s^{-1}$
GF	Conductance fluïdique dans le réseau en enthalpies massiques	W
Gp	Conductance dans le réseau en pressions	N
H	Hauteur ou dénivelé	m
Jdb	Générateur de courant dans le réseau en débits masse	$kg.s^{-1}$
Jp	Générateur de courant dans le réseau en pressions	N
L	Longueur	m
N	Nombre de nœuds	-
Nu	Nombre de Nusselt	-
P	Pression	Pa
Pr	Nombre de Prandlt	-
\dot{Q}	Flux de chaleur	W
QS	Générateur de flux dans le réseau en enthalpies massiques	W
Re	Nombre de Reynolds	-
S	Section	m^2
T	Température	K ou $^{\circ}C$

Symboles latins *minuscules*

cp	Chaleur spécifique	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
------	--------------------	--------------------

e	Epaisseur	m
\vec{e}_x	Vecteur unitaire dans le sens « normal » de fonctionnement de la boucle	-
\vec{g}	Accélération de la pesanteur	$m.s^{-2}$
h	Enthalpie massique	$J.kg^{-1}$
	Coefficient d'échange	$W.m^{-2}.K^{-1}$
h_{lv}	Chaleur latente	$J.kg^{-1}$
\dot{m}	Débit masse	$kg.s^{-1}$
m	Masse	kg
\vec{n}_i	Normale intérieure	-
r_m	Rayon de courbure d'un ménisque	m
t	Temps	s
\vec{v}	Vitesse de particules fluides	$m.s^{-1}$
x	Fraction massique de vapeur	-

Symboles grecs *majuscules*

ΔP	Pertes de charge	Pa
Λ	Coefficient de Fanning	-
Ω	Volume	m^3
Σ	Surface	m^2

Symboles grecs *minuscules*

α	Fraction volumique de vapeur	-
β	Coefficient de dilatation isobare	K^{-1}
ϵ	Emissivité	-
η	Longueur diphasique au condenseur	m
λ	Conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
μ	Viscosité dynamique	$Pa.s$
ρ	Masse volumique	$kg.m^{-3}$
σ	Tension superficielle	$N.m^{-1}$
$\bar{\tau}$	Tenseur des contraintes visqueuses	Pa
θ	Angle	$^\circ$

Indices

adv	Advection
art	Artères de l'évaporateur
b	Bas

<i>C</i>	Condenseur
<i>can</i>	Cannelures de l'évaporateur
<i>canlat</i>	Canaux latéraux de l'évaporateur
<i>cap</i>	Capillaire
<i>comp</i>	Compressibilité
<i>cond</i>	Conduction
<i>conv</i>	Convection
<i>crit</i>	Critique
<i>E</i>	Entrée
<i>evap</i>	Evaporateur
<i>eq</i>	Equivalent(e)
<i>ext</i>	Extérieur(e)
<i>f</i>	Fluide
	Final
<i>h</i>	Haut
<i>i</i>	Initial
<i>II</i>	Fluide secondaire
<i>int</i>	Intérieur(e)
<i>L</i>	Ligne liquide
<i>l</i>	Liquide
<i>lam</i>	Laminaire
<i>max</i>	Maximal(e)
<i>min</i>	Minimal(e)
<i>p</i>	Paroi
<i>por</i>	Mèche poreuse de l'évaporateur
<i>r</i>	Réservoir
<i>RE</i>	Ligne Réservoir-Evaporateur
<i>ref</i>	Référence
<i>S</i>	Sortie
<i>sat</i>	Saturation
<i>supp</i>	Supplémentaire
<i>sur</i>	Surchauffe
<i>turb</i>	Turbulent

V	Ligne vapeur
v	Vapeur
ν	Visqueux/Viscosité

Exposants

+	Variable adimensionnée
\leftrightarrow	Dans les deux sens d'écoulement
\sim	Grandeur de transport

Abréviations et Notations

BFDPT	Boucle Fluide Diphasique à Pompage Thermocapillaire
CPL	Capillary Pumped Loop
CPLIP	Capillary Pumped Loop for Integrated Power
CPLTA	Capillary Pumped Loop for Terrestrial Application
DASSL	Differential Algebraic System Solver
div	Divergence
$\frac{D}{Dt}$	Dérivée particulaire
$\frac{d}{dt}$	Dérivée d'une fonction dépendant uniquement du temps
EHP	Euro Heat Pipe
GNC	Gaz Non Condensables
GTO	Gate Turn-Off Thyristor
IGBT	Insulated Gate Bipolar Transistor
LHP	Loop Heat Pipe
MOSFET	Metal Oxid Semiconductor Field Effect Transistor
NASA	National Aeronautics and Space Administration
PID	Proportionnel Intégral Dérivé

Introduction générale

L'histoire des sciences nous révèle que notre vision et notre pensée sur le monde, même si elles évoluent perpétuellement au fur et à mesure des découvertes scientifiques et techniques, ont besoin d'expliquer ce qui nous est inconnu. De ce fait, comme l'expose Harvey, « l'homme est un éternel chercheur ». Cependant, même s'il aspire à l'infini, il trouve le fini ». Pour combler ce vide, il se retourne alors vers la religion, la métaphysique ou la mythologie. Ainsi, l'héritage des croyances de l'Histoire est présent dans notre vie quotidienne à tout instant. On n'est donc pas étonné de retrouver, par exemple, des noms de planètes, étoiles ou autres astres issues des mythologies grecque et romaine. Dans la lignée de ce patrimoine culturel, et pour garder également notre âme d'enfant, l'objet de l'étude de ces travaux de thèse a été baptisé « CERBERE ».

Loin de la légende du chien gardien des Enfers, celui-ci est un dispositif expérimental qui a pour objectif, beaucoup plus concret, de répondre aux nouvelles contraintes thermiques dans le contexte des transports terrestres. En effet, en raison notamment d'une politique d'amélioration des performances, mais aussi environnementale, les systèmes électriques prennent une place de plus en plus importante dans la conception des véhicules ferroviaires, automobiles et avioniques. Ainsi, le développement de l'électronique de puissance a connu une avancée exponentielle depuis une cinquantaine d'années. Cependant, sa miniaturisation implique aujourd'hui un contrôle thermique beaucoup plus performant. Alors que les systèmes de refroidissement actuels atteignent leurs limites, l'utilisation de nouvelles technologies est primordiale. Les boucles fluides diphasiques à pompage thermocapillaire (BFDPT) ont ainsi été identifiées parmi ces solutions alternatives. Comme leur dénomination l'indique, ces systèmes reposent sur le changement de phase d'un fluide pur et sur un pompage capillaire qui en font une technologie très efficace en terme d'extraction de chaleur et totalement passive. Ainsi, depuis quelques années, une architecture particulière de boucle, mettant à profit la gravité, a été élaborée afin d'adapter la capacité des BFDPT aux contraintes thermiques impliquées par la dissipation de chaleur des éléments d'électronique de puissance. Les nombreuses investigations expérimentales et par voie de modélisation ont permis de mettre en évidence la robustesse de ce nouveau système et ont démontré son énorme potentiel de contrôle thermique. Alors que son emploi pour une application industrielle réelle est imminente, l'élargissement de son utilisation comme « bus thermique » est envisagé par l'intermédiaire du prototype conçu lors de cette thèse.

L'objectif de ces travaux est d'approfondir les études expérimentales et numériques antérieures, afin de mettre en exergue les différents couplages entre les éléments du système et de caractériser le comportement thermohydraulique transitoire de la boucle, soumise à des applications de puissance diverses et variées au niveau de trois zones séparées de dissipation thermique. Celles-ci sont placées en parallèle, ce qui vaut au banc expérimental son patronyme mythologique.

Le premier chapitre de ce mémoire présente un état de l'art à propos des boucles fluides diphasiques à pompage thermocapillaire. Outre la description détaillée du fonctionnement et des différents éléments d'une BFDPT, l'accent est mis sur les enjeux de son utilisation dans le contexte des transports terrestres. L'historique du développement de la nouvelle boucle dédiée au refroidissement de l'électronique de puissance est finalement exposé afin d'introduire le prototype étudié lors de cette thèse. L'ensemble du banc expérimental, pourvu de nombreux moyens de mesures de températures, de pressions et de débits, est présenté au deuxième chapitre. A la suite de cette description précise, un aperçu de l'ensemble des résultats expérimentaux est fourni au lecteur pour une première illustration et dans le but de se familiariser avec le fonctionnement de la boucle.

En plus d'aider à la compréhension des différents phénomènes et couplages mis en jeu, les mesures expérimentales ont également pour objectif de recalibrer et valider le modèle thermohydraulique transitoire, détaillé au troisième chapitre. Après une synthèse bibliographique sur les modèles de BFDPT, la méthodologie numérique employée, basée sur une approche dite « système » par méthode nodale, est exposée. L'originalité du modèle réside, entre autres, dans la transcription des équations de conservation sous forme de réseaux électriques.

L'analyse de l'ensemble des résultats issus du banc expérimental et des simulations numériques, avec le méthanol comme fluide de travail, est présentée dans les chapitres suivants. Pour commencer, le comportement en régime nominal de la boucle avec un seul évaporateur, soumise à une application transitoire sévère de puissance, est explicité au quatrième chapitre. Le recalibrage des conductances empiriques du modèle est détaillé et permet d'utiliser l'outil numérique comme moyen d'analyse supplémentaire. L'étude par voie de modélisation relatée au cinquième chapitre permet d'approfondir cette analyse du fonctionnement mono-évaporateur, par l'intermédiaire notamment d'études paramétriques. Le comportement en régime nominal de la boucle dotée de plusieurs évaporateurs est ensuite présenté au sixième chapitre. Grâce à une analyse expérimentale détaillée qui révèle la robustesse du système, mais aussi des couplages supplémentaires entre les évaporateurs, la modélisation est adaptée à cette nouvelle configuration et comparée aux résultats expérimentaux. L'ensemble des phases de démarrage du banc expérimental, en mode mono- ou multi-évaporateurs est finalement exposé au septième chapitre. Cette analyse, permettant de détailler la mise en route du système régie par des phénomènes thermohydrauliques violents, voire critiques, est principalement expérimentale. Le potentiel de la modélisation pour appréhender le démarrage de la boucle est néanmoins mis en évidence.

A la suite de ce dernier chapitre, une synthèse des différentes analyses est effectuée. Celles-ci permettent de mettre en évidence l'ensemble des couplages thermohydrauliques entre les éléments de la boucle lors du fonctionnement nominal, en régime transitoire, que ce soit en mode mono- ou multi-évaporateurs. Les avancées du travail de thèse en matière de compréhension des phénomènes intrinsèques du système sont ainsi rassemblées. Un bilan sur l'outil numérique développé est également exposé. Même s'il apparaît encore quelques limitations, sa performance à prédire le fonctionnement nominal de la boucle et sa capacité à décrire les phases de démarrage sont mises en avant. De nombreuses perspectives sur l'utilisation de ce type de système ainsi que sur l'approfondissement des travaux expérimentaux et numériques associés à ce travail de thèse sont finalement développées.

Chapitre I

Etat de l'art sur les boucles diphasiques à pompage capillaire

Ce premier chapitre a pour but de présenter le fonctionnement global d'une boucle fluide diphasique à pompage thermocapillaire, mais aussi de mettre en avant les enjeux de son développement. Ainsi, après un bref historique sur son origine dans l'industrie spatiale, les raisons de son étude sous champ gravitaire terrestre seront soulignées. La technologie et les différents phénomènes physiques mis en jeu seront ensuite détaillés, afin de présenter finalement l'évolution du système innovant qui a abouti à la création du dispositif étudié durant cette thèse.

1 Historique et contextes industriels

1.1 L'origine : l'industrie spatiale

L'ancêtre de la boucle fluide diphasique est le caloduc. Développé dans les années 1960 dans l'industrie spatiale, ce système est un simple tube rempli d'un fluide pur présent sous deux phases : liquide et vapeur. Ce fluide circule entre la zone qui reçoit le flux thermique à dissiper, appelée évaporateur, et la zone, appelée condenseur, où ce flux est évacué par le biais d'une source froide (figure I.1a). La vapeur générée à l'évaporateur se déplace au centre du tube vers le condenseur par différence de pression. Le liquide, formé au condenseur, revient vers l'évaporateur par l'intermédiaire des forces de gravité (caloduc gravitaire, thermosiphon) ou par capillarité dans une structure capillaire qui tapisse la paroi interne du tube (caloduc spatial, figure I.1b).

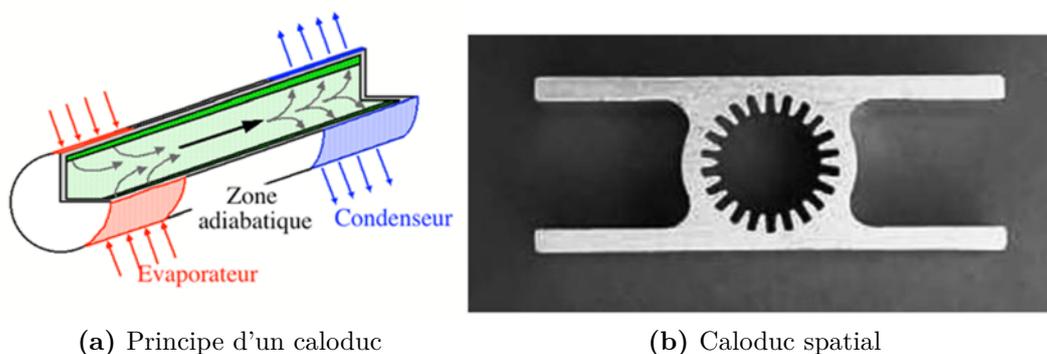


Figure I.1 – L'origine : le caloduc

Ainsi, dans un caloduc les deux phases sont en contact permanent et s'écoulent en sens inverse. Cela entraîne de fortes contraintes de cisaillement entre les deux phases en cas de puissance élevée. En outre, la structure capillaire s'étendant sur toute la longueur du tube, cela implique des pertes de charge importantes dans l'écoulement du liquide. Toutes ces contraintes limitent le fonctionnement de ce système tant au niveau du maximum de flux de chaleur transférable qu'au niveau des longueurs de tubes.

Afin de répondre au développement de l'électronique, qui impose une miniaturisation des systèmes ainsi qu'une augmentation des puissances dissipées, sont apparus de nouveaux concepts de refroidissement diphasiques : les boucles fluides diphasiques. L'idée est de séparer les deux phases du fluide dans des conduites différentes. Les premières à faire leur apparition sont les boucles fluides diphasiques à pompage thermocapillaire (BFDPT), à la fin des années 1960, toujours dans l'industrie spatiale. La configuration de la boucle permet alors de confiner le moteur capillaire (mèche poreuse) dans un seul élément, à savoir l'évaporateur. Les pertes de charge de l'écoulement du liquide dans ce milieu poreux sont ainsi localisées, contrairement au caloduc. En outre, un composant supplémentaire, appelé réservoir, permet de gérer les variations de volume de fluide au sein de la boucle. Nous rentrerons plus dans le détail du fonctionnement de ces boucles au paragraphe 2. Après plus de 50 ans de développement et de tests dans l'espace, les BFDPT ont atteint aujourd'hui une maturité suffisante pour être proposées en tant que technologie commercialement disponible dans le domaine spatial. Ces dispositifs sont ainsi capables de transporter sur plusieurs mètres des flux de chaleur atteignant quelques kilowatts, avec des écarts de température de quelques dizaines de degrés au maximum.

1.2 L'industrie terrestre

1.2.1 Développement de l'électronique de puissance et nouvelles contraintes

A l'instar de l'industrie spatiale, le transfert d'énergie par électricité se développe de plus en plus dans l'industrie des transports terrestres. Depuis 50 ans, moteurs électriques, batteries, convertisseurs d'énergie font partie intégrante des nouveaux véhicules routiers, ferroviaires, maritimes ou aériens. Dans chacun de ces domaines, l'électronique de puissance y a une place prépondérante pour assurer la conversion d'énergie. Celle-ci repose en effet sur l'utilisation de composants semi-conducteurs qui permettent de moduler le signal électrique par une succession d'états passants et bloqués (fonction interrupteur). Le passage d'un état à l'autre est appelé commutation.

Dans les applications usuelles, deux types de semi-conducteurs peuvent être distingués. Les premiers sont conditionnés par le courant qui les traverse : diodes à jonction, transistors bipolaires, thyristors, thyristors GTO¹. Bien que toujours utilisés aujourd'hui car ils couvrent une large gamme de puissance, ils ont été supplantés dans plusieurs applications par le deuxième type de semi-conducteurs à cause de leur forte demande en énergie pour les commander [Ber00]. Les nouvelles applications de l'électronique de puissance, de plus en plus complexes, exigent en effet plus de flexibilité et surtout une commutation moins dépendante du courant. Ainsi, des composants commandés par tension ont été développés, notamment grâce à l'avancée des technologies Si et SiC. Cette dernière technologie s'adresse plus particulièrement à des applications spécifiques fonctionnant à haute tension et/ou températures élevées [Tou07]. Parmi ces nouveaux semi-conducteurs réalisés à

1. *Gate Turn-Off Thyristor*

partir de millions de cellules élémentaires mises en parallèle [Ber00] (figure I.2), on trouve les transistors MOSFET² et les transistors IGBT³.

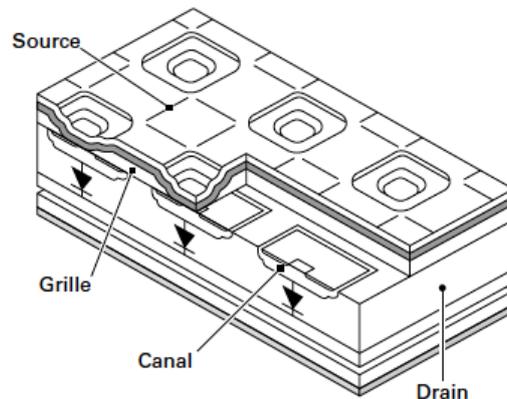


Figure I.2 – Structure multicellulaire d'un semi-conducteur [Ber00]

Les MOSFET, qu'on peut considérer comme des résistances variables, sont des composants très rapides, mais leur chute de tension à l'état passant est très importante (de l'ordre de 1%), ce qui peut être fort contraignant pour les modèles haute tension. A l'opposé, les modèles basse tension sont les meilleurs du marché, tant au niveau du prix que des performances [Ber00].

A contrario, l'IGBT est le composant roi des applications moyenne tension (600 V) à haute fréquence de découpage (20 kHz), mais il peut couvrir toutes les applications de l'électronique de puissance (entre 300 V à plusieurs kilovolts). D'un point de vue fonctionnel, il peut être assimilé à un thyristor dont on commande également la fermeture [Los08]. Sa structure combinant un transistor MOSFET en entrée avec un transistor bipolaire en sortie lui donne un faible coût énergétique de commande, comme le MOSFET, avec des pertes par conduction plus faibles.

Malgré le développement phénoménal de l'électronique de puissance depuis ces dernières années, notamment avec l'IGBT, l'ensemble des composants mentionnés précédemment sont utilisés encore aujourd'hui. Ainsi, le critère de choix des composants que donne Bernot [Ber00] (tableau I.1), selon l'application en tension et fréquence de découpage, est encore largement valable.

Composant	Application
MOSFET	basse tension
IGBT	moyenne tension et haute fréquence
Thyristor	moyenne tension et fréquence secteur
Thyristor GTO	haute tension et basse fréquence

Table I.1 – Critère de choix des composants d'électronique de puissance [Ber00]

Le développement actuel de nouveaux composants encore plus performants [Ber00], ainsi que de nouvelles technologies comme l'utilisation du carbure de silicium [Tou07], se répercute aujourd'hui dans tous les domaines du transport (traction électrique des automobiles hybrides et des trains, développement des véhicules « tout électrique » dans

2. *Metal Oxid Semiconductor Field Effect Transistor*

3. *Insulated Gate Bipolar Transistor*

l'aéronautique et le transport maritime, *etc*). Ce développement permet un gain considérable en masse et en volume de cette électronique de puissance, ce qui augmente les densités de puissance électrique et les rendements.

Cependant, cette miniaturisation de l'électronique implique aujourd'hui des contraintes thermiques de plus en plus sévères. Ainsi, les densités de flux de chaleur à évacuer au niveau des composants peuvent atteindre jusqu'à 200 W/cm^2 . Cette forte dissipation de chaleur entraîne, si elle n'est pas évacuée, un vieillissement prématuré, voire une destruction de l'électronique de puissance. Le développement parallèle de nouveaux systèmes de refroidissement est donc primordial.

1.2.2 Objectifs de développement de nouveaux systèmes de refroidissement

Le système de refroidissement dépendant fortement de l'application de l'électronique de puissance, il existe toute une diversité de technologies [Lec94]. Les systèmes les plus classiques sont les systèmes monophasiques. Parmi eux, on trouve des systèmes secs peu onéreux, mais utilisables seulement pour des applications de faible puissance, ainsi que des systèmes par refroidissement à eau. A l'aide d'un refroidissement biface par formation de couche limite à proximité de l'électronique, ou par refroidissement par plaques par écoulement en lame mince, ce dernier type de systèmes utilise les propriétés thermodynamiques plus performantes de l'eau (chaleur spécifique multipliée par 4 et masse volumique multipliée par 1000 par rapport à l'air) afin d'augmenter les échanges par convection.

Pour augmenter encore les capacités d'échange thermique des fluides, des systèmes diphasiques ont également été développés afin d'utiliser la chaleur latente de changement d'état liquide/vapeur. Parmi eux, on peut citer le refroidissement par immersion de l'électronique, les boucles et caloducs gravitaires par thermosiphon [Lec94]. Cependant, malgré leurs meilleures performances en terme de transfert de chaleur, ces systèmes amènent des contraintes supplémentaires dans l'installation globale du système ; le condenseur ou source froide doit en effet se situer au-dessus des composants électroniques à refroidir. Ainsi, ces systèmes diphasiques n'ont pas encore supplanté les systèmes classiques de refroidissement monophasiques.

Néanmoins, le besoin d'un système plus performant qu'un refroidissement classique à eau est aujourd'hui nécessaire, compte tenu des contraintes thermiques imposées par le développement de l'électronique de puissance. Outre ces contraintes thermiques, les contraintes liées à l'environnement, sans oublier les contraintes économiques (maintenance, *etc*), sont également à prendre en compte dans l'élaboration de ces nouveaux dispositifs de refroidissement. Le choix se tourne vers les systèmes diphasiques capillaires, compte tenu de leurs performances et de leur fiabilité (du fait de l'absence de pompe mécanique) démontrées dans l'industrie spatiale. En outre, afin de résoudre les problèmes rencontrés avec les systèmes diphasiques mentionnés précédemment, la boucle fluide diphasique à pompage thermocapillaire (BFDPT) semble être l'un des systèmes de refroidissement de demain dans les transports terrestres. Elle est ainsi soumise, depuis plusieurs années, à des tests et des caractérisations, pour évaluer plus précisément ses performances, mais également son comportement, face aux nouvelles contraintes rencontrées dans le domaine ferroviaire [Los08], automobile [Lac10], ou encore aéronautique [Del11].

2 Fonctionnement d'une BFDPT

2.1 Principe général

La BFDPT est un système de transfert thermique passif. Ses principaux éléments constitutifs sont :

- l'évaporateur, contenant un milieu poreux,
- le condenseur,
- le réservoir, placé en amont de l'évaporateur,
- les conduites liquide et vapeur.

Cette structure est modulaire. Il est ainsi possible de placer plusieurs évaporateurs et condenseurs en parallèle (figure I.3).

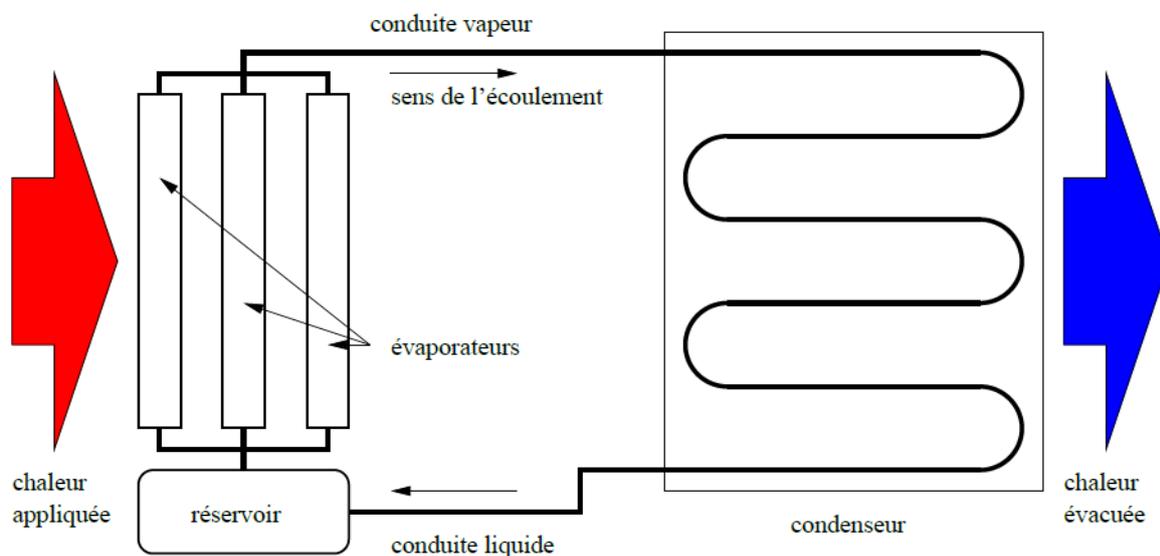


Figure I.3 – Exemple de BFDPT

Le flux thermique appliqué à l'évaporateur provoque l'évaporation du liquide contenu dans le milieu poreux. Après passage par la conduite vapeur, la chaleur est restituée au condenseur par liquéfaction de la vapeur. Ce liquide retourne alors vers l'évaporateur par la conduite liquide. Le réservoir permet de contrôler la température de saturation et donc la pression dans la boucle.

2.2 Rôles et technologies des différents composants

2.2.1 Évaporateur

L'évaporateur est l'élément clé de la BFDPT. Il assure à la fois l'évaporation et la mise en mouvement du fluide grâce au phénomène de capillarité (cf. §3.1). Il existe deux principaux types d'évaporateurs : cylindrique et plan.

Développés initialement par la NASA⁴, les évaporateurs cylindriques sont utilisés sur la majorité des systèmes en activité dans l'industrie spatiale. Il existe plusieurs profils externes pour ce type d'évaporateur. On trouve ainsi des profils lisse, en « I », carré ou

4. National Aeronautics and Space Administration

encore octogonal (figure I.4). Pour ces évaporateurs cylindriques, la mèche poreuse reste tubulaire et le liquide arrive dans l'axe du dispositif pour rentrer radialement dans la mèche.

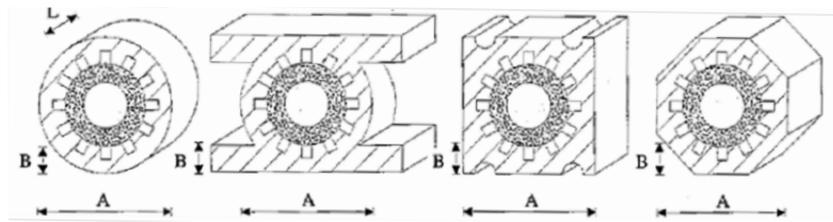


Figure I.4 – Profils d'évaporateurs cylindriques [Dup01]

Développés en Europe et au Japon, les évaporateurs plans se composent, quant à eux, d'une ou deux plaques chauffantes et d'une mèche poreuse plane. Les deux profils existants sont parallélépipédique et circulaire (figure I.5). Malgré une tenue en pression inférieure à celle des évaporateurs cylindriques du fait de leur géométrie, ce type d'évaporateur est tout adapté au refroidissement de composants électroniques de puissance qui dissipent sur des surfaces planes.

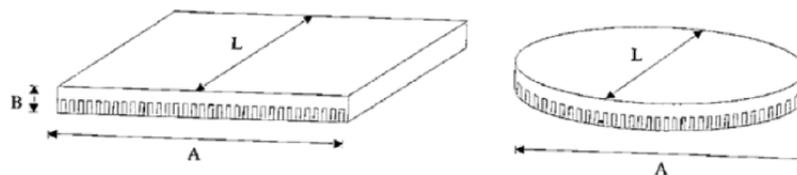


Figure I.5 – Profils d'évaporateurs plans [Dup01]

La plaque chauffante d'un évaporateur est métallique, généralement en aluminium ou en cuivre. Au niveau du contact avec la mèche poreuse, elle possède des cannelures et des stries qui permettent l'évacuation de la vapeur qui traverse la surface de la mèche. Les modes de fabrication sont l'extrusion, l'électroérosion et le fraisage. Alors que la dimension des cannelures est supérieure au millimètre, celle des stries est inférieure au millimètre. Il existe différents profils de cannelures et stries : parallélépipédique, trapézoïdal, en forme de goutte ou triangulaire. Le choix du nombre de cannelures se base sur un compromis entre les pertes de charge de la vapeur au niveau des cannelures et le transfert thermique ailette/mèche [Dup01]. Il existe également des évaporateurs à ailettes poreuses en mousse d'aluminium, mais qui sont beaucoup plus difficile à réaliser.

La mèche est constituée d'un matériau qui peut être isolant thermique (polyéthylène haute densité (PEHD), téflon (PTFE)) ou métallique, selon le type de boucle et l'application (cf. § 4). L'épaisseur d'une mèche peut varier de 2 à 8 *mm* pour des évaporateurs cylindriques, et de 3 à 20 *mm* pour des évaporateurs plans.

2.2.2 Condenseur

Le premier rôle du condenseur est d'abord celui de source froide afin de condenser toute la vapeur venant de l'évaporateur. Dans un second temps, il doit également assurer le sous-refroidissement du liquide à sa sortie afin que la température du liquide arrivant à l'évaporateur n'atteigne pas la température de vaporisation avant d'entrer dans la mèche poreuse.

Que ce soit dans l'industrie spatiale ou dans les applications terrestres, le condenseur correspond à un échangeur classique (tubes coaxiaux, radiateur, ...).

2.2.3 Réservoir

Le réservoir opère une double action sur le fonctionnement de la BFDPT :

- Les conditions de saturation dans toute la boucle sont fixées par l'intermédiaire du contrôle effectué sur le réservoir.
- En fonctionnement instationnaire, le réservoir joue le rôle de tampon pour les variations de volume dues au changement d'état au sein de la boucle.

Il existe deux concepts de réservoir [LF97]. Le premier représente les réservoirs monophasiques ou « mécaniques ». Ceux-ci utilisent une paroi mobile contrôlée suivant les conditions de fonctionnement du condenseur pour réguler la pression de la seule phase liquide présente dans le réservoir. L'avantage de ce type de contrôle est d'obtenir des temps de réaction très courts pour mettre en mouvement le liquide et réguler ainsi la température de la boucle de manière fine. Cependant, la mise en place du système mécanique est très complexe et est sujette à l'usure des pièces en mouvement. En raison de ces forts inconvénients, l'utilisation d'un tel réservoir est peu retenue pour les BFDPT.

La seconde catégorie, la plus répandue, est celle des réservoirs diphasiques ou « thermiques ». Comme leur nom l'indique, les deux phases vapeur et liquide coexistent à l'équilibre thermodynamique dans ce type de réservoir. La surface libre liquide/vapeur joue alors le rôle de la paroi mobile des réservoirs monophasiques. En contrôlant la température de saturation grâce un système de chauffage, on régule alors directement la pression au sein du réservoir, et ainsi dans toute la boucle. Cette régulation de température est en outre peu coûteuse en énergie. L'utilisation d'un réservoir diphasique est plus aisée sur Terre que pour une application spatiale, la gravité fixant la position des deux phases. Pour fixer cette position en apesanteur, le réservoir des BFDPT utilisées sur les satellites comporte une structure poreuse permettant de stocker le liquide à l'entrée du réservoir par capillarité.

Il est à noter que le réservoir est obligatoirement relié à la boucle entre la sortie du condenseur et l'entrée de l'évaporateur. En outre, sa position relative par rapport à ces deux éléments fixe le mode de fonctionnement de la boucle (cf. §4).

3 Phénomènes physiques mis en jeu

3.1 Capillarité et mise en mouvement du fluide

Comme dans un caloduc, la mise en mouvement du fluide dans une BFDPT est la conséquence de la présence du milieu poreux, qui constitue l'élément clé de la boucle. En effet, dans la mèche poreuse se forme une interface liquide/vapeur, constituée d'une série de ménisques qui prennent appui sur cette structure poreuse (figure I.6). Le mouvement du fluide au sein de la boucle provient alors du transfert de masse dû à l'évaporation du liquide au niveau de cette interface ainsi qu'à la différence de pression créée par la courbure des ménisques qui permet le pompage capillaire du liquide au fur et à mesure de son évaporation.

Cette dépression, communément appelée pression motrice capillaire, est directement liée à la tension superficielle du fluide σ et à la courbure de l'interface. Ainsi pour un

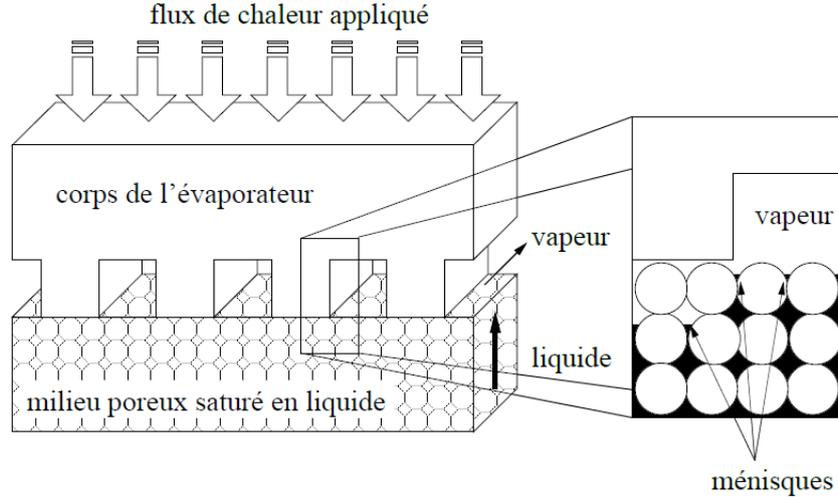


Figure I.6 – Vue en coupe de la zone d'évaporation [Lac10]

ménisque hémisphérique de rayon r_m , la loi de Young-Laplace donne :

$$P_v - P_l = \Delta P_{cap} = \frac{2\sigma}{r_m} \quad (\text{I.1})$$

Dans un tube capillaire, la valeur minimale de ce rayon de ménisque r_m est fixée par le rayon du tube r_c et de l'angle de mouillage θ . Ceci implique une valeur maximale du saut de pression capillaire, donnée par :

$$\Delta P_{cap,max} = \frac{2\sigma}{r_c} \cos\theta \quad (\text{I.2})$$

Dans la plupart des modèles de BFDPT, les ménisques au sein de la mèche poreuse sont supposés hémisphériques. On utilise donc l'expression (I.2), avec un angle de mouillage nul⁵, pour estimer la pression motrice capillaire maximale.

Le débit au sein de l'évaporateur, résultant du saut capillaire dans le milieu poreux et du transfert de masse par évaporation, s'écrit :

$$\dot{m}_{evap} = \frac{\dot{Q}_{evap}}{h_{lv}} \quad (\text{I.3})$$

où \dot{Q}_{evap} représente le flux de chaleur nécessaire à l'évaporation du liquide.

La courbure des ménisques⁶ s'adapte afin d'assurer le saut de pression nécessaire à l'équilibre de la totalité des pertes de charge au sein de la boucle. Ainsi, en régime permanent :

$$\Delta P_{cap} = \Delta P_{boucle} = \sum_{composants} \Delta P_{composant} + \Delta P_{gravité} \quad (\text{I.4})$$

où $\Delta P_{composant}$ est la perte de charge visqueuse à travers chaque élément de la boucle.

Cet équilibre est brisé lorsque les pertes de charge au sein de la boucle deviennent supérieures à la pression motrice capillaire maximale du milieu poreux, correspondant à des rayons de ménisques minimaux ($\Delta P_{cap,max} < \Delta P_{boucle}$). Dès lors, les ménisques se

5. Les fluides utilisés sont généralement mouillants

6. Du moins, la courbure des ménisques au sein des pores dont le rayon est suffisamment petit pour supporter le rayon d'équilibre

creusent au maximum et le front d'évaporation pénètre à l'intérieur du milieu poreux. Lorsque la phase vapeur finit par traverser la mèche poreuse, le pompage capillaire n'est plus assuré. Cette percolation de la mèche amène à un désamorçage de la boucle. En pratique, la température à l'évaporateur augmente significativement et il est alors urgent de stopper l'application de puissance.

Le modèle de Coquard [Coq06] a mis en évidence le rôle majeur de ce phénomène de percolation. Celle-ci détaille l'évolution du front d'évaporation dans un matériau poreux, modélisé par un réseau de pores avec une certaine loi de répartition. Suivant la loi de Laplace (équation (I.1)), les pores de plus grandes tailles constituent les sites de faibles résistances hydrauliques et sont donc envahis les premiers. La percolation survient donc lorsque la vapeur parvient à se frayer un chemin préférentiel parmi ces pores. Le modèle met ainsi en évidence deux paramètres influents sur la répartition du fluide et des flux thermiques dans l'évaporateur en fonctionnement : la conductivité thermique et la taille des pores. Celles-ci permettent en effet d'assurer deux fonctions importantes, définies par Maydanik [May05], que sont le « verrou thermique » et le « verrou capillaire » (ou « verrou hydraulique »). Le premier traduit la nécessité de limiter le flux de chaleur atteignant l'artère liquide pour éviter l'apparition prématurée de bulles de vapeur, tandis que le deuxième exprime le besoin d'empêcher la progression de la vapeur au sein de la mèche. L'optimisation de la performance du milieu poreux réside donc dans un bon compromis entre ces deux paramètres.

3.2 Changement de phase liquide/vapeur

3.2.1 Généralités

Le fonctionnement des BFDPT réside dans le bon déroulement du changement de phase liquide/vapeur au sein de l'évaporateur et du condenseur. Le domaine de travail d'un fluide caloporteur d'une BFDPT doit donc se situer entre le point triple (présence de la phase solide) et le point critique (confusion entre les phases liquide et vapeur), sur le diagramme de phase (figure I.7).

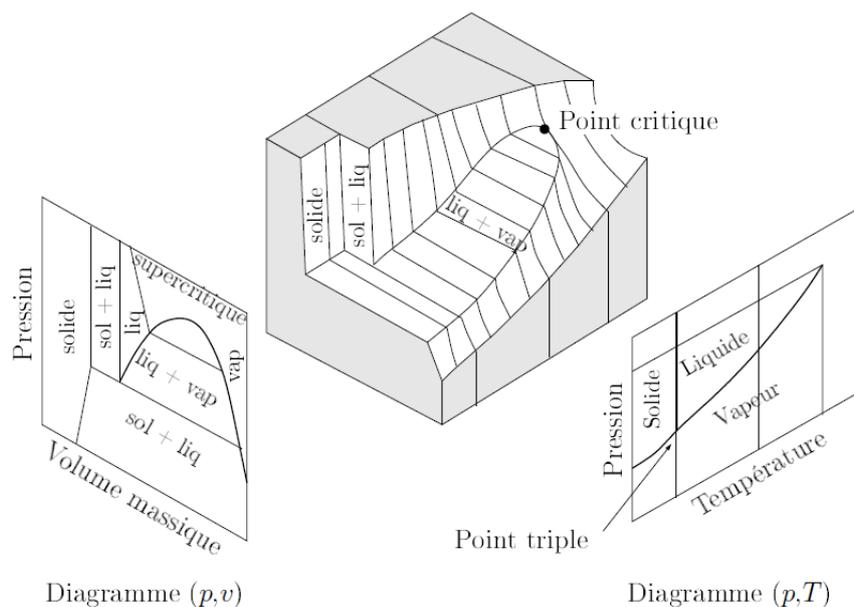


Figure I.7 – Diagramme de phase d'un corps pur [Los08]

Le changement de phase liquide/vapeur d'un fluide à saturation est une transition d'un état d'équilibre à un autre dû à un apport ou une extraction de chaleur, ou à une variation de pression. Les quantités de chaleur mises en jeu par chaleur latente sont bien plus importantes que par chaleur sensible, ce qui explique l'intérêt des systèmes diphasiques.

Le diagramme de Clapeyron (figure I.8) présente plus précisément la répartition des phases liquide et vapeur dans le domaine utile. La région de coexistence des deux phases est limitée par une enveloppe appelée binodale. Cependant, à l'intérieur de cette enveloppe, il existe une zone où le liquide peut être surchauffé sans transition de phase. La limite de cette zone métastable est appelée spinodale. La même remarque est applicable pour la vapeur. Entre les deux courbes spinodales, le changement de phase est obligatoire.

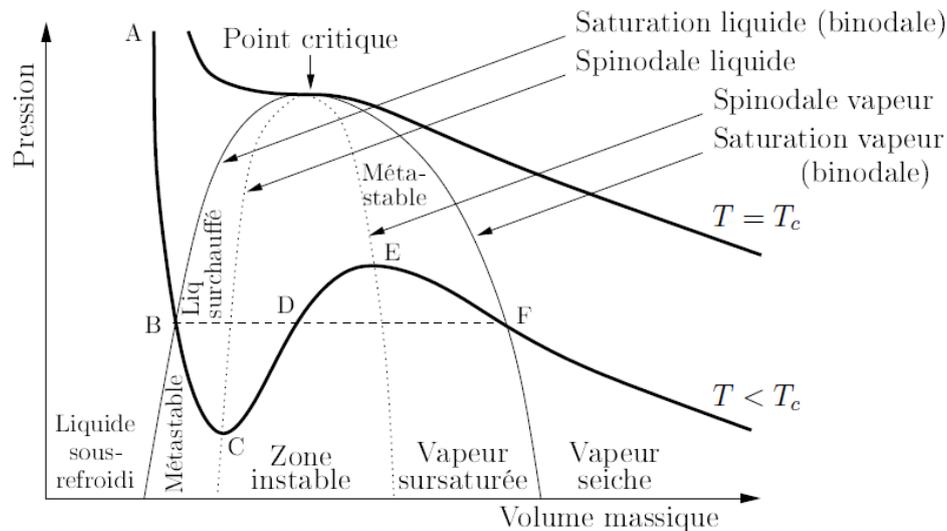


Figure I.8 – Diagramme de Clapeyron d'un corps pur [PL97]

3.2.2 Evaporation

Les phénomènes d'évaporation au sein d'une BFDPT peuvent être classés en deux catégories : l'ébullition et l'évaporation en film.

L'ébullition est nécessaire au démarrage des BFDPT. Celle-ci concerne le liquide contenu dans l'évaporateur entre la mèche poreuse et le bâti pendant la mise en route. Le milieu étant confiné, ce liquide est surchauffé avant l'apparition des premières bulles de vapeur. Dupont [Dup01] montre que le confinement⁷ joue énormément sur la surchauffe ΔT_{sat} du liquide avant ébullition. Ainsi, il met en évidence deux types de déclenchement de l'ébullition au sein de l'évaporateur d'une BFDPT. Le premier qualifié de « doux », correspondant à un confinement important, voire un contact direct, entre la mèche et le corps métallique du bâti, amène à des surchauffes faibles ($\Delta T_{sat} < 5,2 K$). Le second, « violent », se produit pour un faible confinement (jeu entre mèche et bâti supérieur au millimètre) et correspond à de fortes surchauffes ($7,4 K < \Delta T_{sat} < 15,8 K$). En outre, Dupont met en évidence l'influence de la densité de flux de chaleur appliquée sur le bâti sur ΔT_{sat} , sans pour autant apporter d'explication à ce comportement échappant à la théorie classique du déclenchement de l'ébullition.

7. Inverse de la plus petite distance entre le bâti et le poreux

En fonctionnement normal de la boucle, l'évaporation au sein de l'évaporateur s'effectue au sommet de la mèche poreuse. Il s'agit donc d'une évaporation surfacique. Cependant, l'interface liquide/vapeur est fractionnée par la partie solide de la mèche en ménisques dont le diamètre est de l'ordre de quelques dizaines de microns (taille des pores). A cette échelle, l'interface n'est plus plane et induit des modifications thermodynamiques, ce qui permet entre autres le pompage capillaire (cf. §3.1). En effet, la courbure des ménisques permet la séparation des pressions de saturation des phases liquide et vapeur, ces deux phases étant à la même température lors de l'évaporation. Une approximation au premier ordre [PBGJ96] par rapport à la pression de vapeur saturante P_∞ d'une interface plane, montre que la pression saturante de vapeur varie peu alors que la quasi totalité du saut de pression capillaire ΔP_{cap} est répercutée sur la phase liquide. Ainsi, au premier ordre :

$$\begin{cases} P_v \approx P_\infty \\ P_l \approx P_\infty - \frac{2\sigma}{r_m} \end{cases} \quad (\text{I.5})$$

3.2.3 Condensation

Pour une BFDPT, la condensation est convective. La nature de l'écoulement au cours de cette condensation peut être très complexe, comme l'illustre la figure I.9. De nombreux auteurs ont développé des cartes pour classer les écoulements de condensation. Dobson et Chato [DC98] citent par exemple Baker (1954) et Mandhane *et al.* (1974) qui ont effectué les premières cartes à partir de résultats expérimentaux. La première cartographie théorique [TD76] distingue cinq régimes et définit les transitions entre ces régimes par de nombreux paramètres (débits liquide et vapeur, propriétés du fluide, diamètre et inclinaison du tube). En 1999, Coleman et Garimella [CG99] distinguent une vingtaine de structures d'écoulements classées en quatre régimes :

- le régime stratifié, décomposé en régime stratifié lisse (*stratified flow*) et régime stratifié à vagues (*wavy flow*) ;
- le régime intermittent, comprenant les régimes à bouchons (*plug flow*) et à bouchons liquide (*slug flow*) ;
- le régime annulaire, qui peut être lisse (*annular flow*) ou à vagues (*wavy-annular flow*) ;
- le régime dispersé, rassemblant l'ensemble des écoulements à petites bulles.

Plus récemment, El Hajal *et al.* [EHTC03] ont développé une cartographie des écoulements de condensation de manière numérique, basée sur une méthode logarithmique de taux de vide moyen. Leur étude a montré que la transition entre les différents régimes précédemment cités est principalement gouvernée par les vitesses massiques des deux phases et la fraction massique de vapeur.

4 Deux conceptions différentes

La technologie de la BFDPT fit l'objet de développements quasi simultanés à la fin des années 60 lors de la course à l'espace entre les États-Unis et l'URSS. Ces investigations ont conduit à la conception de deux types de BFDPT : la *Capillary Pumped Loop* (CPL) et la *Loop Heat Pipe* (LHP) (figure I.10). Ainsi, les américains sont les premiers à concevoir un système avec réservoir découplé de l'évaporateur (CPL), correspondant donc à un couplage purement hydraulique entre les deux éléments. Les russes, de leur côté, abordent

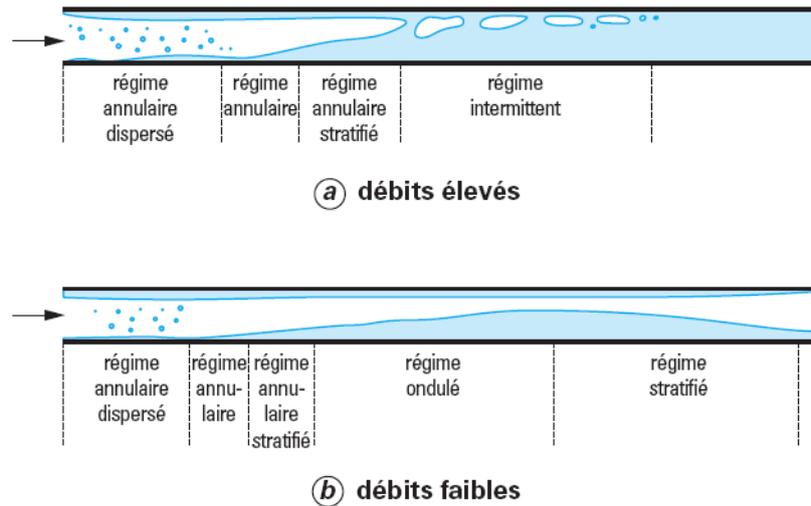


Figure I.9 – Condensation convective à l'intérieur d'un tube [Pan06]

le problème en développant un réservoir couplé (LHP) ; évaporateur et réservoir sont alors accolés. Ce détail de conception, qui semble au premier abord anodin, confère à ces deux systèmes des comportements significativement différents.

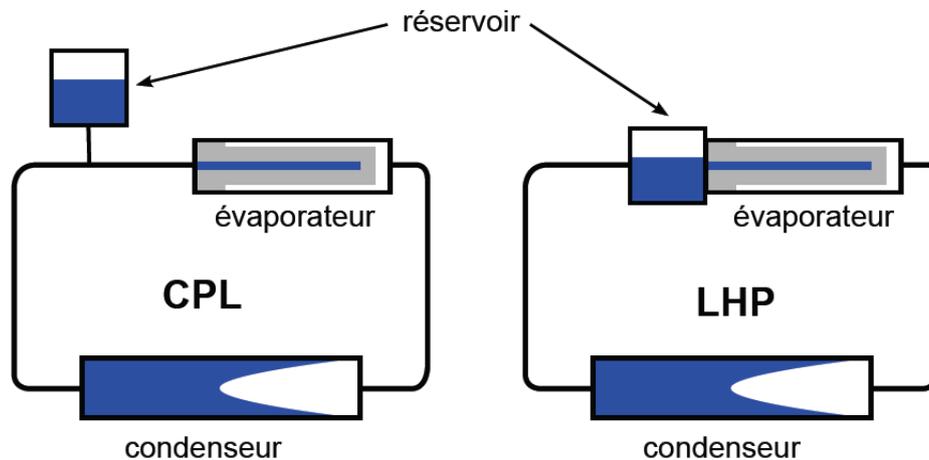


Figure I.10 – Les deux types de BFDPT

Cette classification n'est cependant pas restrictive et toute conception intermédiaire de BFDPT est envisageable. Ceci est d'ailleurs le cas de la boucle dont cette étude fait l'objet. Cependant, cette boucle se rapprochant plus du type CPL (le réservoir n'étant pas couplé à l'évaporateur), on se concentre par la suite plus particulièrement sur ce dernier, après avoir décrit les caractéristiques principales des LHP.

4.1 Loop Heat Pipe (LHP)

La particularité de conception des LHP (réservoir et évaporateur accolés) a deux conséquences majeures sur leur fonctionnement :

- Une part du flux thermique reçu par l'évaporateur est directement transmis par conduction au réservoir. Ce flux, appelé « flux de fuite » ou « flux parasite » [Lac10],

modifie directement les conditions de saturation au sein du réservoir en s'équilibrant avec le flux provenant du liquide froid en entrée, d'où l'emploi fréquent de la notion d'« autorégulation » pour qualifier ce type de boucle.

- Le contact entre la mèche poreuse, qui est le plus souvent métallique, et le bâti du réservoir augmente également la « robustesse » du système. En effet, l'apport de liquide dans l'évaporateur est directement fourni par le réservoir via la mèche poreuse. Cela peut s'avérer être avantageux, notamment dans le cas de fortes sollicitations ou de transitions sévères pendant lesquelles le cœur de l'évaporateur peut contenir une grande quantité de vapeur.

Ces deux phénomènes, qui prouvent la robustesse d'une LHP, impliquent cependant une grande difficulté de régulation de la température de saturation. Cette dernière dépend en effet fortement du « flux de fuite », mais également de la température ambiante. Ainsi, pour maintenir une température de saturation constante, le flux de fuite doit être compensé par le sous-refroidissement⁸ apporté par le liquide depuis le condenseur au réservoir, dont la valeur dépend de la température ambiante [CVM07].

De par son autorégulation, le mode de fonctionnement d'une LHP peut être illustré par l'évolution de la température de saturation en fonction de la puissance appliquée (figure I.11). Cette évolution peut être expliquée par le régime de fonctionnement du condenseur. La température commence à décroître pour atteindre un minimum. Pour ce régime à conductance variable, le front de condensation, initialement à l'entrée du condenseur, progresse vers la sortie à mesure que le flux augmente. Cette augmentation de puissance se manifeste par un débit croissant de liquide sous-refroidi en sortie de condenseur et donc à l'entrée du réservoir, impliquant inévitablement par refroidissement la diminution de la température de saturation. Le minimum est atteint lorsque le front de condensation arrive en sortie de condenseur. Dès lors, la boucle fonctionne en conductance fixe. L'évolution de la température est alors linéaire avec la puissance injectée.

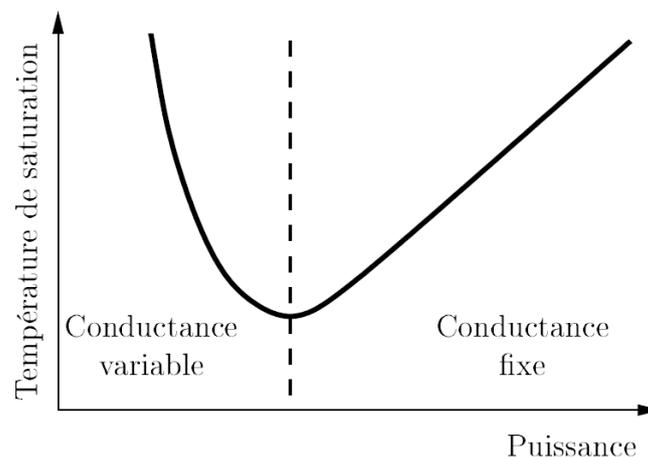


Figure I.11 – Evolution de la conductance d'un LHP [Los08]

Etant donné que la boucle expérimentale développée et étudiée pour les applications terrestres possède un réservoir thermiquement découplé de l'évaporateur, son comportement se rapproche plus de celui d'une CPL, même si elle possède quelques caractéristiques propres au LHP (comme une mèche poreuse métallique par exemple, cf. § 6.3). On s'intéresse donc par la suite aux systèmes type CPL qui offrent en outre de meilleures

⁸. Différence de température entre le fluide à l'entrée du réservoir et le fluide à saturation dans le réservoir

possibilités de régulation, bien qu'elles soient sujettes à plus d'instabilités intrinsèques de fonctionnement.

4.2 Capillary Pumped Loop (CPL)

4.2.1 Cycle thermodynamique

Afin de mieux comprendre le fonctionnement des boucles diphasiques type CPL, on présente tout d'abord le cycle du fluide de travail lors d'un régime stationnaire. Pour cela, on s'appuie sur la numérotation précisée sur la figure I.12 dans la numérotation.

Débutons au niveau des ménisques, côté vapeur (point 1). Le passage de cette vapeur dans les cannelures de l'évaporateur amène à sa surchauffe, du fait qu'elle reçoit une fraction de la puissance injectée à l'évaporateur. Elle subit en outre une légère perte de charge à cause de l'écoulement pour arriver au point 2, correspondant à la sortie de l'évaporateur.

Cette vapeur s'écoule ensuite dans la ligne vapeur induisant de plus fortes pertes de charge. Elle peut également subir un changement de température, suivant les conditions externes de la conduite. Au point 3, la vapeur arrive à l'entrée du condenseur.

Dans le condenseur, le fluide passe par trois étapes successives. Le premier passage 3-3' correspond au refroidissement de la vapeur surchauffée jusqu'à saturation. Au point 3', c'est le changement de phase proprement dit, par condensation convective (cf. §3.2.3). Une fois la totalité de la vapeur condensée, le liquide est toujours dans le condenseur et subit un sous-refroidissement jusqu'au point 4.

Le passage 4-5, correspondant à la ligne liquide, est similaire à celle de la conduite vapeur (pertes de charge dues à l'écoulement et changement de température suivant les conditions externes).

Au point 5, le liquide arrive à l'entrée de l'évaporateur. S'en suit le pompage du liquide à travers la mèche poreuse entre 5 et 6. Enfin, le passage 6-1 correspond au saut de pression capillaire au niveau des ménisques situés en surface de mèche, à température constante.

Grâce au diagramme (P,T) , on met en évidence l'importance de la courbure des ménisques dans le fonctionnement de la boucle, qui permet de définir deux courbes de saturation au niveau de l'interface liquide/vapeur dans l'évaporateur. En outre, la nécessité du sous-refroidissement⁹ du liquide en sortie de condenseur est mise en avant. En effet, plus celui-ci est important, plus le point 5 est éloigné de la courbe de saturation. Il permet donc d'éviter la formation de bulles de vapeur en amont de la mèche poreuse, ce qui détériorerait le pompage du liquide et donc le bon fonctionnement de la boucle.

Le point R correspond à l'état de saturation du réservoir. Connecté entre les points 4 et 5 du cycle du fluide de travail, il permet de fixer les caractéristiques du point 4'. Ainsi, en agissant sur la température du réservoir le long de la courbe de saturation, il est possible de « décaler » en pression et température l'ensemble du cycle de fonctionnement de la boucle. Le réservoir d'une CPL sert donc de référence en pression (et donc en température) pour le circuit.

4.2.2 Mode de fonctionnement

De même que pour une LHP, on retrouve deux modes de fonctionnement différents pour une CPL (figure I.13) : à conductance variable et à conductance fixe. En mode

9. Correspondant à la différence de températures entre les points 3' et 4

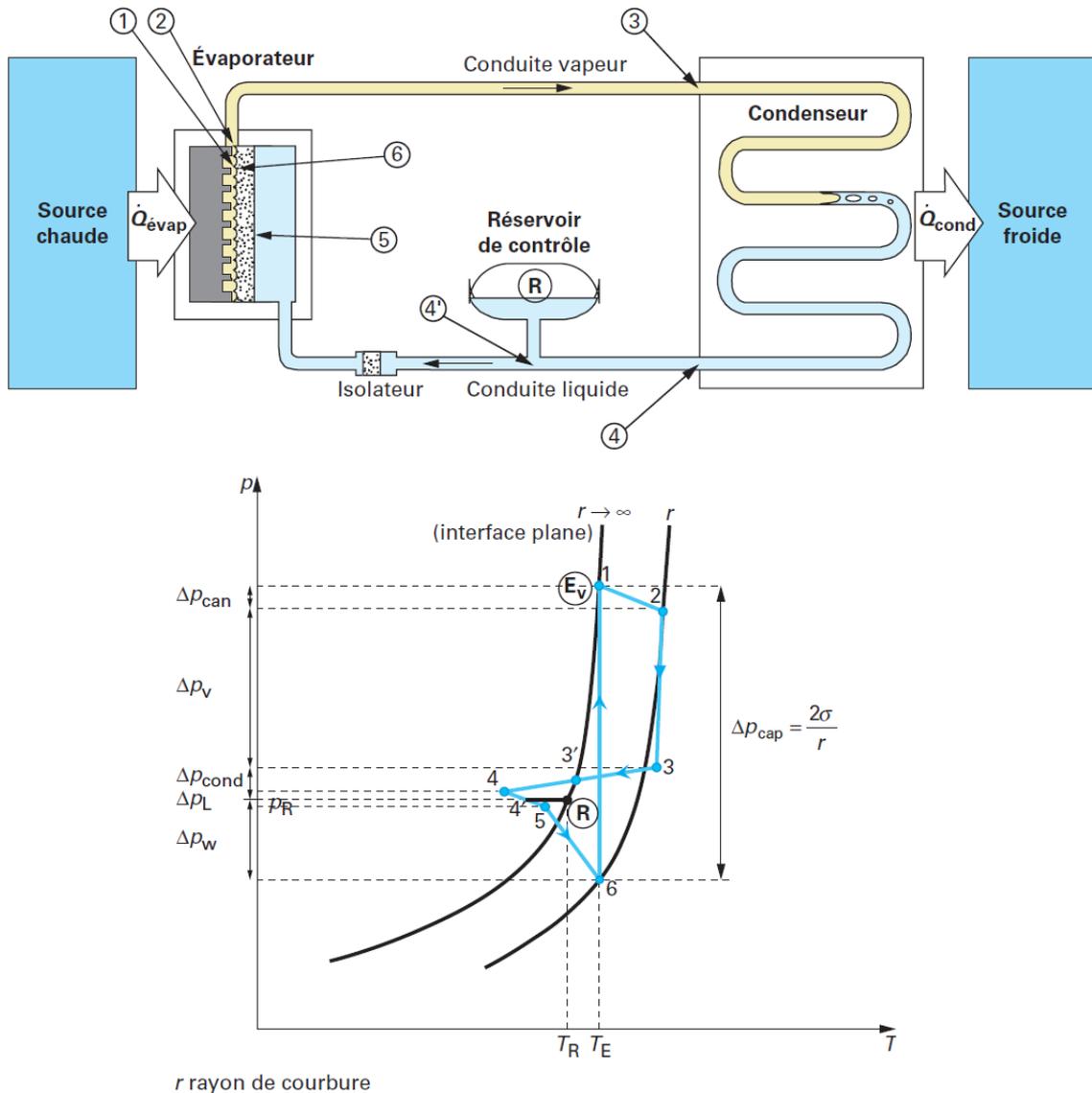


Figure I.12 – Diagramme de fonctionnement d'une CPL [BLS⁺11]

conductance variable, contrairement à une LHP, l'interface liquide/vapeur du réservoir fixe les conditions de saturation de la boucle. Il s'agit du fonctionnement classique comme il a été décrit précédemment. Ainsi, quelles que soient les variations de puissance ou de conditions extérieures, la température dans la boucle reste constante. C'est en fait la longueur de la zone diphasique dans le condenseur qui s'adapte à ces variations.

Dès lors que la charge thermique à évacuer est trop importante, de la vapeur s'échappe du condenseur (qui ne joue plus suffisamment son rôle) vers l'évaporateur. Les CPL sont généralement pourvues d'isolateurs placés entre le condenseur et l'évaporateur afin de bloquer cette vapeur. La boucle fonctionne alors en conductance fixe. Au condenseur, la longueur diphasique reste constante et c'est donc la température de saturation qui s'adapte à la puissance imposée et aux conditions extérieures, comme dans un caloduc classique.

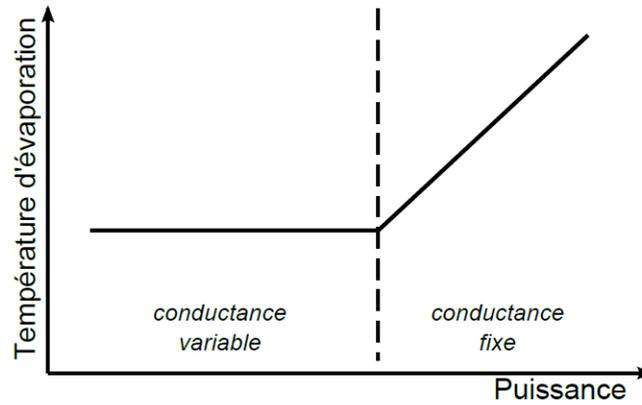


Figure I.13 – Evolution de la conductance d'une CPL [Del11]

4.2.3 Comportement face à un échelon de puissance appliquée

Le but de ce paragraphe est de décrire le comportement d'une CPL soumise à un échelon de puissance appliquée. La figure I.14 [BLS⁺11] donne les évolutions typiques des différentes grandeurs qui caractérisent ce comportement. Il faut cependant garder en tête que ces courbes restent une idéalisation de la réalité et que tout phénomène oscillatoire parasite observable lors d'un fonctionnement réel a été filtré.

Pour interpréter les résultats de ces courbes, nous nous intéresserons tout d'abord aux phénomènes intervenant à l'instant t_1 , correspondant à l'application d'un échelon de puissance, une fois le système en fonctionnement nominal. La phase de démarrage (instant t_0) plus complexe à interpréter sera quant à elle traitée par la suite.

4.2.3.1 Echelon de puissance en fonctionnement

L'augmentation de la puissance appliquée à l'instant t_1 implique un allongement de la zone diphasique au condenseur. Un accroissement brutal du débit en sortie de condenseur est alors observé (« overshoot »). Un quantité équivalente de liquide sous-refroidi est alors directement absorbée par le réservoir, seul autre composant de la boucle ayant une interface liquide/vapeur libre. Ce pic de débit \dot{m}_R a pour effet immédiat de comprimer la vapeur du réservoir et d'en condenser une partie, ce qui augmente transitoirement sa pression et sa température, avant que les échanges thermiques avec l'extérieur rétablissent l'équilibre à la température de consigne. Deux phénomènes antagonistes interviennent donc simultanément au sein du réservoir : l'entrée du liquide sous-refroidi et l'apport de la chaleur issue de la condensation de la vapeur. Ce fort couplage entre condenseur et réservoir implique des instabilités au niveau de l'évaporateur, comme le montrent les évolutions des températures d'entrée, de surface de vaporisation et de surface extérieure. L'origine de ces instabilités provient directement du caractère régulateur du réservoir, mentionné au paragraphe 4.2.1. Leur amplitude dépend fortement de la conception du dispositif (volume du réservoir, longueur des conduites), ainsi que de la nature et de la quantité totale de fluide dans la boucle.

Pour une baisse brutale de puissance (instant t_2), la diminution de la longueur diphasique au condenseur η entraîne cette fois-ci un « undershoot » du débit de liquide en sortie de condenseur. Ce moment peut entraîner une détérioration de la stabilité thermique du dispositif. En effet, le seul composant capable de compenser cette chute de débit est toujours le réservoir. Ainsi, pour assurer l'alimentation en liquide de la mèche poreuse de

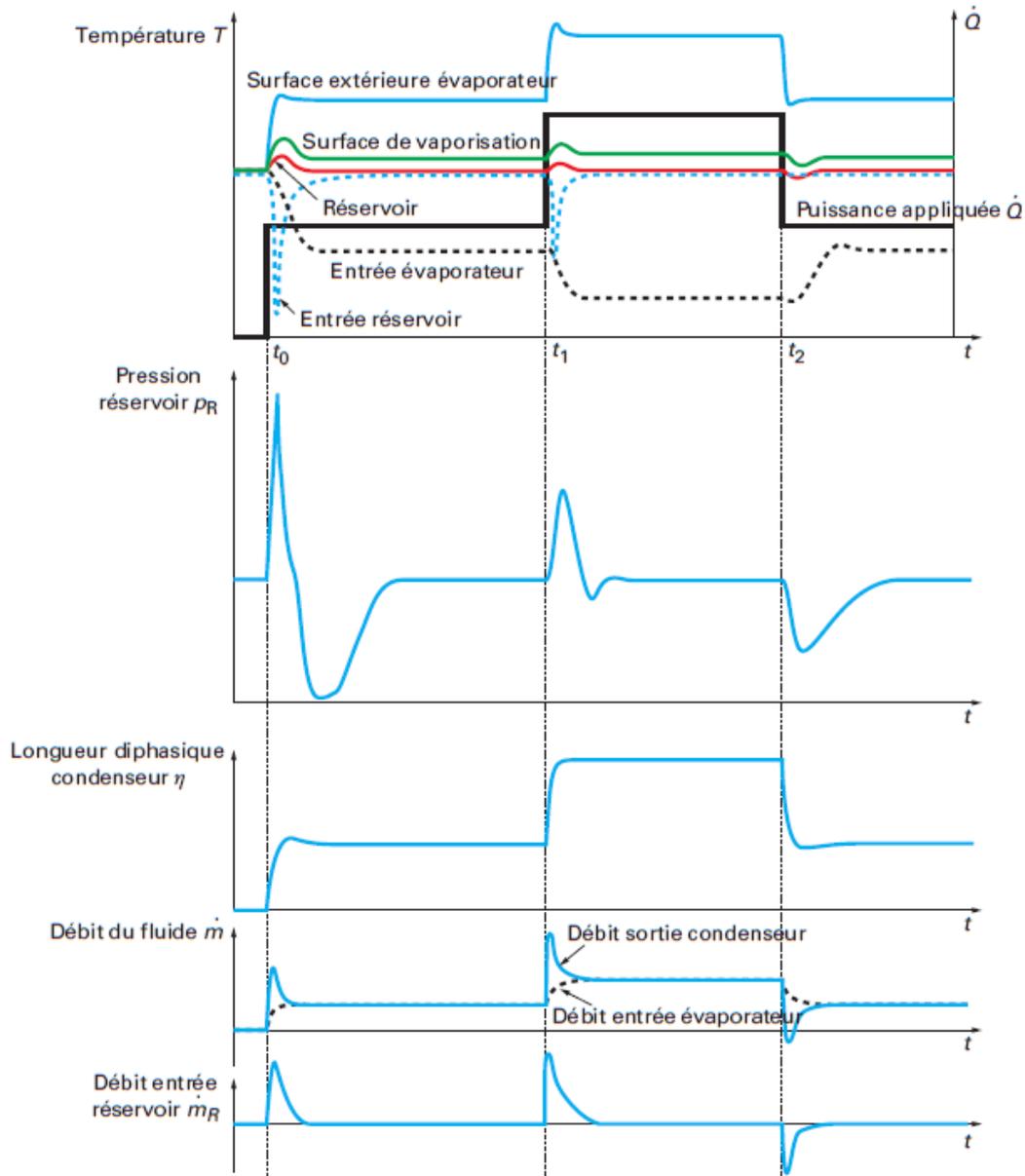


Figure I.14 – Comportement typique lors de variations de puissance [BLS⁺11]

l'évaporateur, ce dernier doit évacuer une certaine quantité de liquide ($\dot{m}_R < 0$). Ceci implique une baisse temporaire de la pression au réservoir par évaporation du liquide restant. Cette phase est délicate dans le fonctionnement de la CPL pour deux raisons. D'une part, le liquide provenant du réservoir alimentant l'évaporateur n'est pas sous-refroidi, ce qui entraîne l'augmentation de la température à l'entrée de l'évaporateur. D'autre part, la diminution de la référence en pression et température du réservoir est répercutée sur toute la boucle. Si cette température atteint la température du liquide sous-refroidi entrant dans l'évaporateur, la vaporisation du liquide en amont de la mèche poreuse peut amener au désamorçage du dispositif.

4.2.3.2 Démarrage

Le démarrage d'une CPL est également un moment critique. Il nécessite dans un premier temps que la mèche poreuse de l'évaporateur soit saturée de liquide afin que

l'interface liquide/vapeur puisse s'installer à la surface de cette mèche, une fois le système démarré. Pour assurer cela, le réservoir est préconditionné à une température supérieure à la température ambiante. L'augmentation de la pression de saturation du réservoir qui en résulte force une certaine quantité de fluide à pénétrer dans la boucle. Celle-ci étant à température ambiante, le fluide chassé du réservoir se condense. L'ensemble de la boucle est alors noyé de liquide.

Lorsque la charge thermique est appliquée en surface d'évaporateur, la chaleur est transmise par conduction jusqu'au liquide. Celui-ci s'échauffe pour atteindre la température critique nécessaire à l'ébullition (cf. §3.2.2). La formation de la première bulle représente alors le déstockage de l'énergie thermique emmagasinée par la culasse de l'évaporateur durant la surchauffe. Celui-ci peut être très brutal, ce qui fait du démarrage un moment fort instationnaire. Si tout se passe bien, les forces de tension superficielle sont suffisantes pour bloquer les ménisques de l'interface liquide/vapeur en surface de poreux. La phase vapeur s'étend alors très rapidement dans les cannelures de l'évaporateur et la ligne vapeur, en refoulant le liquide vers le condenseur et le réservoir. Ce dernier va jouer son rôle de tampon pour contenir le liquide qui se trouvait préalablement dans les cannelures de l'évaporateur, la conduite vapeur et une partie du condenseur. Lorsque le pompage capillaire commence, la mèche impose le sens de circulation du fluide dans la boucle.

Cependant, le déclenchement de l'ébullition et l'expansion de la phase vapeur jusqu'au condenseur peuvent être extrêmement violents et conduire à un désamorçage du système au moment même du démarrage. En effet, dans un premier temps, un démarrage trop brutal peut provoquer une surpression suffisante pour vaincre les forces de tension superficielle. Si la vapeur qui se forme parvient à traverser la mèche poreuse, l'évaporateur désamorçe. Par ailleurs, si les ménisques en surface de poreux ne cèdent pas, l'expansion de la phase vapeur amène à une entrée brusque de liquide froid dans le réservoir. L'évolution de la pression en son sein est alors brutale (figure I.14). En effet, à l'instant du démarrage t_0 , la pression p_R augmente aux premiers instants entraînant la condensation de la vapeur et sa compression par le liquide entrant. L'arrivée du liquide froid en provenance du condenseur amène alors à une forte baisse de la température et donc de la pression.

En outre, les démarrages à faible puissance posent également des problèmes. En effet, dans ces circonstances, le liquide est quasi stagnant dans l'évaporateur et a le temps de s'échauffer, ce qui peut introduire l'apparition de bulles de vapeur sous la mèche. Cela peut entraîner le désamorçage si le sous-refroidissement à l'entrée de l'évaporateur n'est pas assuré par une quantité suffisante de liquide froid en provenance du condenseur.

La bonne réussite du démarrage d'une CPL repose donc sur la maîtrise de l'amplitude des oscillations des conditions de saturation au sein de l'évaporateur et du réservoir. Pour cela, de nombreux moyens plus ou moins complexes ont été mis en œuvre pour supprimer l'ébullition nucléée dans l'évaporateur (évaporateur à trois ports, tube baïonnette entre réservoir et évaporateur pour les LHP, évaporateur auto-amorçant [BLS⁺11]). Un autre moyen de sécuriser le démarrage est de préconditionner le système en vidant les cannelures et la conduite vapeur de liquide par l'intermédiaire d'un second évaporateur auto-amorçant, avant d'appliquer la charge thermique.

5 Limites de fonctionnement

Outre les limites permettant l'obtention d'un équilibre liquide/vapeur (cf. §3.2.1) et les phases de démarrage, les boucles diphasiques à pompage thermocapillaire possèdent quelques limites de fonctionnement supplémentaires qui entraînent un désamorçage. Les limites mentionnées [Dup01] ci-après concernent en majorité les CPL.

Dépassement de la puissance maximale

Déjà présenté au paragraphe 3.1, lorsque les pertes de charge de la boucle deviennent supérieures à la pression motrice maximale du milieu poreux, ce dépassement entraîne inévitablement l'enfoncement du front de vapeur dans la mèche, qui conduit au désamorçage.

Echauffement thermique à l'entrée de l'évaporateur

Si le sous-refroidissement du liquide n'est pas suffisant et que l'isolation thermique de la zone d'alimentation de l'évaporateur est mal conçue, le liquide peut atteindre la température de vaporisation à l'entrée de la mèche.

« Choc thermique » au niveau du réservoir

Lors des phases instationnaires (démarrage, créneaux de puissance ascendants), une importante quantité de liquide sous-refroidi peut entrer dans le réservoir et faire baisser brutalement la température de saturation et donc la pression de transition de phase. Ce phénomène peut alors entraîner une vaporisation dans la zone d'arrivée du liquide à l'évaporateur.

Oscillations de pression

A cause des changements de phase qui se produisent à l'évaporateur et au condenseur, les pressions différentielles entre ces deux éléments présentent des oscillations. Si l'amplitude de ces oscillations dépasse la pression motrice capillaire maximale, il peut y avoir un éventuel désamorçage.

Désamorçage progressif et présence de gaz non condensables (GNC)

La présence de GNC peut impliquer, après une période de fonctionnement stable, une dérive des températures à l'évaporateur jusqu'au désamorçage. Ces GNC, dont la température et la pression dépassent leur point critique aux conditions de saturation de la boucle, n'interviennent pas dans les transferts, dans le meilleur des cas. A l'extrême, ils peuvent fortement interférer en créant des poches inertes aux points froids du système, qui peuvent supprimer l'alimentation en liquide. Ainsi, au niveau du réservoir, les incondensables augmentent artificiellement la pression du réservoir. En pratique, la régulation en température du réservoir nécessite d'être doublée par une mesure directe (type thermocouple) pour s'assurer de la faible teneur en GNC. Ces incondensables sont majoritairement des gaz dissous dans le fluide lors d'un contact avec l'extérieur (remplissage, *etc*), mais peuvent également être issus de réactions de catalyse du fluide (principalement sous phase vapeur) avec la structure de la mèche poreuse. Dans ce dernier cas, la production de GNC est continue, même si elle dépend de la pression et surtout de la température.

Pour réduire la quantité de ces GNC, des systèmes ont été développés pour procéder à un dégazage manuel au niveau du réservoir sous l'effet d'une ébullition, qui libère ces gaz dissous, lorsque les conditions le permettent. En outre, on peut voir généralement sur la conduite liquide des CPLs entre le réservoir et l'évaporateur, un élément supplémentaire, appelé isolateur, généralement constitué d'une simple structure poreuse, qui filtre les éventuelles bulles de vapeur et de gaz incondensables indésirables en amont de la mèche poreuse.

6 Application terrestre et nouvelle conception de boucle

6.1 Fonctionnement sous gravité

L'utilisation d'une boucle diphasique en milieu terrestre implique d'étudier l'influence de la gravité sur son fonctionnement. Dans la littérature, la plupart des études du champ de gravitation terrestre sur les BFDPT concerne les LHP. Deux paramètres sont mis en avant dans ces études [LSB07] : le « tilt » et l'« élévation ».

Le tilt correspond à la position relative de l'évaporateur par rapport au réservoir. Il est considéré négatif pour un évaporateur situé au-dessus du réservoir. Du fait de la gravité, le tilt a une grande importance dans la répartition des phases du fluide [LSB07]. Pour un tilt négatif, des bulles de vapeur peuvent remonter vers l'entrée de l'évaporateur et bloquer le pompage capillaire. A l'inverse, un tilt positif permet un approvisionnement en liquide de la mèche poreuse plus aisé.

L'élévation définit la position de l'évaporateur par rapport au condenseur. Elle est considérée négative lorsque l'évaporateur est au-dessus du condenseur. Pour les faibles charges thermiques, une élévation négative induit une augmentation de la température de fonctionnement de la boucle. A l'inverse, une élévation positive tend à diminuer cette température. C'est donc le mode de fonctionnement à conductance variable qui s'en trouve modifié (figure I.15). Les effets de cette élévation dépendent cependant fortement du fluide de travail [LSB07].

6.2 Choix du fluide caloporteur

Le choix du fluide de travail dépend de nombreux paramètres. Outre la plage de fonctionnement en températures, ce choix s'appuie sur les performances thermiques et hydrauliques (pompage capillaire), via les propriétés thermophysiques du fluide. En effet, les limites de fonctionnement diffèrent selon les fluides [BR03, BC05]. Cependant ces performances ne constituent pas le seul critère dans la sélection du fluide. Dans le domaine des transports spatiaux ou terrestres, la sélection des matériaux, les contraintes de masse et de sécurité ou environnementales interviennent également. Alors que dans l'industrie spatiale le fluide majoritairement employé est l'ammoniac, l'étude des BFDPT sur Terre amène à tester d'autres fluides : eau, méthanol, éthanol, acétone, *etc.* Il est alors nécessaire de connaître la compatibilité chimique entre le fluide et les matériaux constitutifs de la mèche poreuse, de l'évaporateur et des conduites. Malheureusement, les données disponibles sur cette compatibilité sont rares, voire contradictoires, compte tenu des nombreuses configurations possibles. Mishkinis *et al.* [MPS⁺10] ont réalisé une synthèse de divers travaux, présentée dans le tableau I.2. Dans celui-ci, les numéros cor-

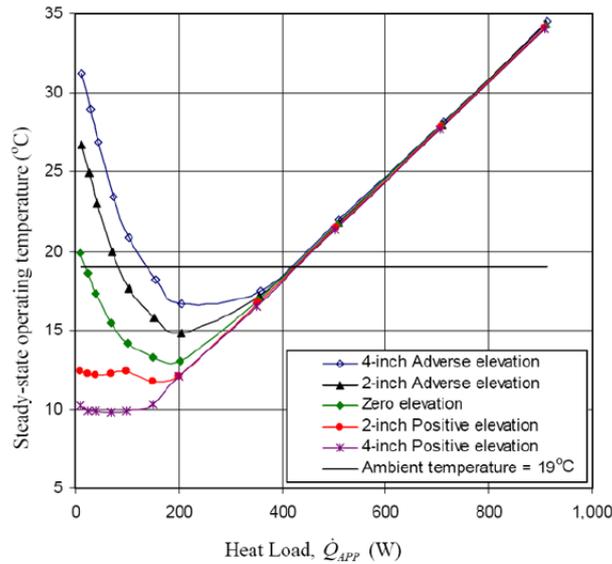


Figure I.15 – Effets de l’élévation sur l’évolution de la température de fonctionnement en régime permanent d’une LHP [Chu03]

respondent aux sources bibliographiques mentionnées dans l’article. Leur étude montre en outre l’influence de la température de fonctionnement de la boucle sur cette compatibilité. En effet, la génération de gaz non condensables peut intervenir lorsque cette température devient trop importante.

Working Fluids	Wick Material							Structural Material											
	Ti	Ni	Si	Cu	Monel	SS304	SS316	Ti	Ni	Cu	Monel	SS304	SS316	Brass	Inconel	Carbon Steel	Al		
Water	1, 13	1, 2	1	1, 12	2, 3, 2	13	1	13	1, 2	1, 12	2, 3, 2	13	1	13	1, 2	1, 13	2	1, 7	
	22, 17	20, 15	7, 17	2	22, 17	15	2	17	11, 16	22	17	20, 15	7, 17	2	22, 17	15	2	17	11, 16
Acetone	24	13	1, 2	1, 5		1, 13	1, 13	5	24	13	1, 5		1, 13	1, 13	5	1		1, 13	
		5, 24		12, 13		2	18	2	18		5, 24	12, 13		2	18	2	18		2, 21
Toluene	2	23				15	15, 23		2	23			15	15, 23			15	15	
																		1	
Methanol		1, 13	1, 2	1, 12		13	1, 2	11, 13	1, 2		1, 13	1, 2	12		13	1, 2	11, 13	1, 2	1
		2	7		13, 8		10, 18, 19	14	18, 10		2	7	13, 8		10, 18, 19	14	10, 18	19	5
Ethanol		13		13		13	13			13	13			13	13				13
			23																

Green	Compatible	Orange	Probably non-compatible
Light Green	Partially compatible	Red	Incompatible
Yellow	Probably compatible	Grey	No Data

Table I.2 – Compatibilité Fluide-Matériau [MPS⁺10]

6.3 Développement d'une nouvelle BFDPT

6.3.1 Bilan sur les CPL et LHP

Le paragraphe 4 a montré que les CPL possèdent une très bonne capacité de régulation de la température de fonctionnement. Cette propriété est essentielle dans le refroidissement des composants électroniques utilisés dans les transports terrestres. En outre, le découplage hydraulique réservoir/évaporateur permet en fonctionnement nominal de garantir l'alimentation de l'évaporateur en liquide sous-refroidi. Cependant, lors de phases transitoires sévères, ce même découplage amène à des instabilités pénalisantes.

A l'opposé, le fort couplage thermohydraulique entre réservoir et évaporateur des LHP leur permet d'obtenir une autorégulation beaucoup plus stable lors des phases transitoires. Par contre, du fait du lien thermique fort entre les deux composants, une régulation en température de l'ensemble de la boucle est difficile.

Ainsi, chaque type de boucle présente ses propres avantages et inconvénients dans leur fonctionnement. L'idée de développer une nouvelle technologie alliant les deux conceptions a alors germé, il y a quelques années, afin de satisfaire aux contraintes de l'industrie des transports terrestres. Cette nouvelle BFDPT ne peut être classée à proprement parler ni dans la catégorie des LHP, ni dans celle des CPL. Cependant, possédant un réservoir séparé de l'évaporateur, on lui attribue le nom de CPLIP [Los08, Lac10, Del11], pour *Capillary Pumped Loop for Integrated Power*, ou plus récemment de CPLTA [ALB⁺11], pour *Capillary Pumped Loop for Terrestrial Application*.

6.3.2 Développement des différents prototypes

Conçu par la société belge Euro Heat Pipe (EHP), le premier démonstrateur expérimental vit le jour en Janvier 2006, en vue d'essais industriels sur le contrôle thermique de l'électronique de puissance utilisée dans l'industrie ferroviaire [Los08].

La particularité du dispositif réside dans le positionnement relatif du réservoir et de l'évaporateur (figures I.16 et I.17). En effet, ces deux éléments constituent une colonne verticale (tilt positif) qui confère à la boucle un fonctionnement particulier, notamment lors des phases transitoires. Cette disposition fut adoptée en vue de pouvoir évacuer plus facilement vers le réservoir, par effet de la gravité, des bulles présentes dans le liquide de l'évaporateur. Cette vapeur absorbée par le réservoir ne provoque pour autant pas de désamorçage, la gravité assurant l'alimentation en liquide de l'évaporateur.

La conception interne du réservoir possède en outre une particularité (cf. chapitre II). On peut en effet y distinguer deux volumes séparés par une paroi pleine en acier. Le volume inférieur, de taille réduite, recueille le liquide sous-refroidi provenant du condenseur et alimente directement l'évaporateur. Le volume supérieur contient l'interface liquide/vapeur, dont la hauteur évolue suivant le régime de fonctionnement de la boucle, ainsi que de la régulation du réservoir. Une petite ouverture entre les deux volumes permet d'assurer le passage du liquide et l'équilibrage en pression. Ainsi, cette conception permet d'allier le découplage hydraulique d'une CPL classique à un couplage thermique plus fort, du fait des échanges thermiques entre les deux parties du réservoir.

La CPLIP dispose d'un (ou plusieurs) évaporateur(s) plat(s), dont la géométrie permet un empilage plus aisé des composants électroniques entre les dispositifs de refroidissement, contrairement à une géométrie cylindrique. Dans le cas d'une boucle avec plusieurs évaporateurs, ceux-ci sont disposés en parallèle et alimentés par un réservoir commun et couplés

à un condenseur global (cf. chapitre II).

Depuis début 2006, des évolutions de la CPLIP ont vu le jour. Le démonstrateur EHP (figure I.16), dit « CPLIP 1.0 », disposant initialement de trois évaporateurs, a été testé dans un premier temps avec un seul évaporateur, avec une face équipée de composants électroniques (cf. §1.2), pour une étude de faisabilité [Los08]. Lors de cette campagne d’essai, le condenseur refroidi par circulation coaxiale d’eau glycolée, fut placé à 50 cm au-dessus de l’évaporateur (élévation positive).

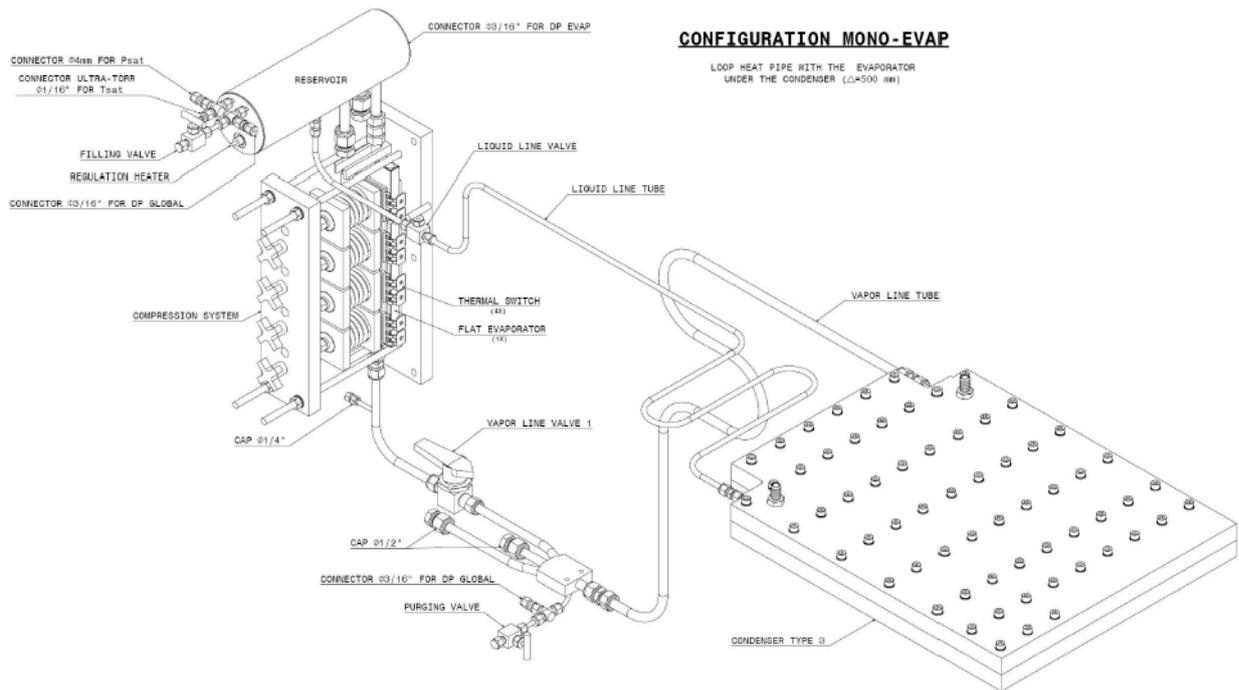


Figure I.16 – Vue schématisée du démonstrateur EHP, « CPLIP 1.0 » [Los08]

Une seconde boucle, dite « CPLIP 1.01 », toujours dédiée aux essais industriels dans l’industrie ferroviaire, a été ensuite étudiée par Lossouarn [Los08]. Elle possède une architecture identique au démonstrateur. On y retrouve un seul évaporateur (compte tenu des performances obtenues lors des essais avec le démonstrateur EHP), contraints sur ces deux faces. Le condenseur diffère de celui du démonstrateur, puisqu’il utilise la convection par air (refroidissement initial du cahier des charges de l’industriel).

Dans la continuité, Lossouarn [Los08] étudie au Laboratoire d’Etudes Thermiques¹⁰ (LET), une nouvelle version de la boucle (figure I.17), dite « CPLIP 1.1 », possédant notamment un banc modulable afin de régler précisément la position du condenseur par rapport à l’évaporateur. Pour cette boucle, le condenseur est à nouveau à circulation d’eau glycolée.

A partir de 2008, Lachassagne [Lac10] reprend la suite des travaux au LET pour une application automobile avec un nouveau banc expérimental, dit « CPLIP 1.2 », similaire au précédent mais avec un équipement de mesures plus complet, notamment en ce qui concerne le comportement hydraulique (capteurs de pression, débitmètres).

10. Aujourd’hui axe COST du département Fluide-Thermique-Combustion de l’Institut P’ - Futuroscope-Poitiers

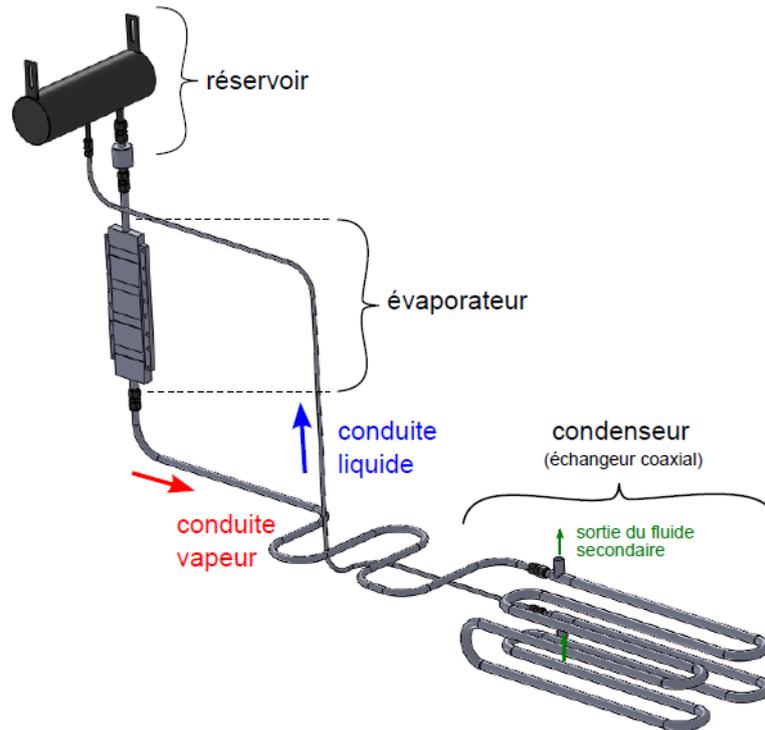


Figure I.17 – Vue schématisée de la boucle « CPLIP 1.1 » [Lac10]

6.3.3 Cycle théorique et résultats expérimentaux des prototypes de CPLIP

La figure I.18 présente le cycle thermodynamique du fluide de travail lors du fonctionnement nominal de cette nouvelle boucle. De part sa conception plus proche de celle d'une CPL, son cycle ressemble grandement à celui présenté au paragraphe 4.2.1. Quelques différences sont cependant notables :

- Les pertes de charge au sein de la ligne liquide (entre les points 4 et 4') sont plus importantes de part les pertes hydrostatiques.
- Le lien thermique avec le réservoir est plus prononcé que pour une CPL classique. En effet, le passage du fluide en partie basse du réservoir (entre les points 4' et 4'') amène à une hausse de la température. Le cycle du fluide circulant dans la boucle est relié hydrauliquement à la saturation du réservoir par la présence de l'ouverture entre les deux volumes du réservoir.
- La position du réservoir au-dessus de l'évaporateur implique une augmentation de pression entre les points 4'' et 5, avant l'entrée de l'évaporateur.

Les campagnes de tests menées par Lossouarn, Lachassagne et Ayel [ALB⁺11] ont permis d'étudier le fonctionnement de la CPLIP avec différents fluides : méthanol, éthanol, acétone et N-pentane. Elles ont démontré l'efficacité de ce système à réguler la température des équipements électroniques utilisés en applications terrestres. Ainsi, cette boucle est capable de fonctionner dans un environnement gravitaire défavorable (condenseur plus bas que l'évaporateur).

Les meilleurs performances ont été obtenus avec le méthanol comme fluide de travail pour une puissance transférée maximale de 5 kW. Cependant, des contraintes environnementales peuvent amener à préférer l'éthanol, moins performant mais dont les propriétés thermodynamiques sont très proches de celles du méthanol. Une évaluation de la conductance globale à l'évaporateur montre une grande disparité entre les fluides du fait de leurs

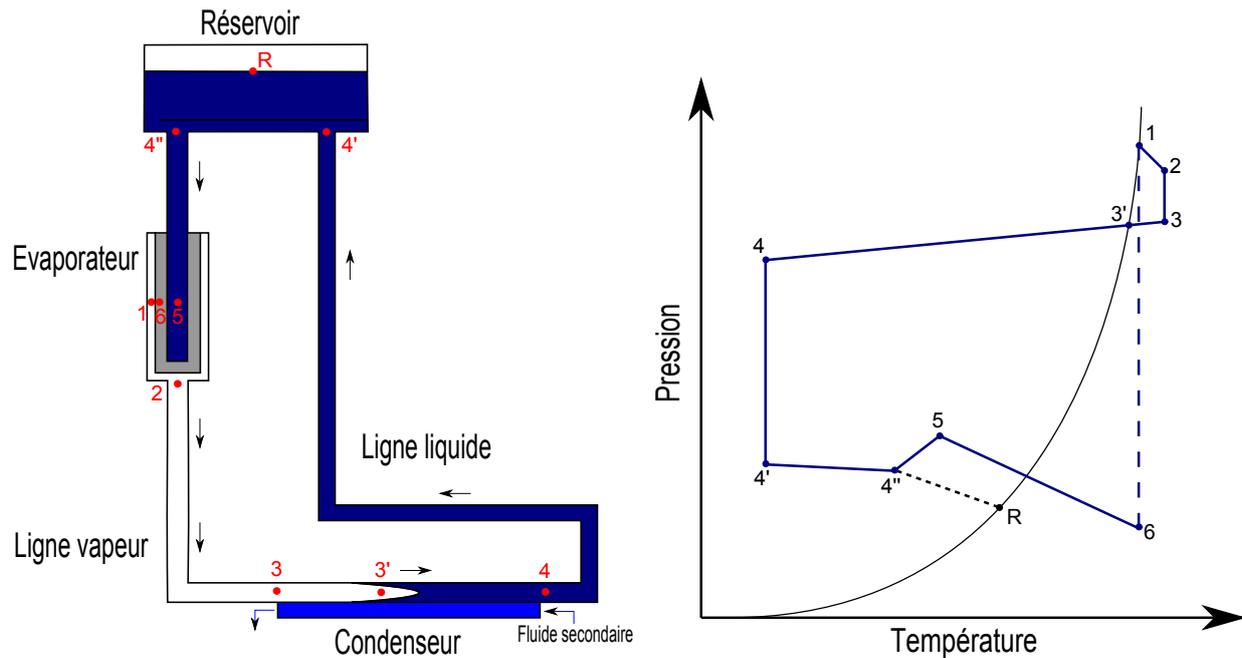


Figure I.18 – Diagramme de fonctionnement de la CPLIP

propriétés thermophysiques. En outre, cette conductance est apparue indépendante de la température de source froide au condenseur.

Ayel *et al.* [ALB⁺11] ont montré que les phases de démarrage sont plus rapides, mais moins stables avec le N-pentane qu'avec les alcools. En outre, il apparaît que le N-pentane est plus efficace pour de faibles densités de flux (puissances inférieures à 1500 W), du fait de sa plus faible masse volumique. Les investigations avec l'acétone par Lachassagne ont montré que ce fluide amène à un problème, inhérent au système, de génération de gaz incondensables.

Finalement, une analyse plus approfondie avec l'éthanol, toujours par Lachassagne, a permis de mettre en exergue plusieurs comportements thermohydrauliques de la CPLIP lors d'applications de puissance :

- Le condenseur est suffisamment surdimensionné pour que la régulation au réservoir ne soit pas sensible à la température de source froide.
- Des instabilités hydrauliques fortes sont intrinsèquement apparues au sein du condenseur.
- Le comportement de la boucle lors des phases transitoires a pu être décrit précisément, avec notamment la mise en évidence de trois étapes distinctes lors du démarrage (cf. chapitre VII).
- La réponse de la CPLIP est conditionnée au niveau du réservoir par l'équilibre entre le sous-refroidissement et la chaleur apportée par la percolation dans la mèche poreuse de l'évaporateur.

Chapitre II

Description des moyens expérimentaux

Comme on l'a vu au chapitre précédent, l'étude de l'utilisation des boucles diphasiques pour les transports terrestre et aérien a amené à l'élaboration d'un nouveau type de boucle cette dernière décennie : la « CPLIP ». Développée initialement par la société belge Euro Heat Pipe (EHP), les études expérimentales précédentes au Laboratoire d'Etudes Thermiques de Lossouarn [Los08] et Lachassagne [Lac10] ont montré un énorme potentiel pour un futur développement industriel dans les domaines ferroviaire et automobile, en particulier. Cependant, ces études approfondies se sont intéressées uniquement au cas d'une seule source de chaleur et d'une seule source froide. Afin d'élargir encore son utilisation, il est maintenant envisagé d'utiliser un tel système comme « bus thermique ». Ce chapitre a pour but de présenter l'ensemble des moyens expérimentaux utilisés dans le développement d'une nouvelle boucle expérimentale, de même type que les précédentes, mais cette fois-ci possédant trois évaporateurs (et donc trois sources de chaleur) pour une seule source de refroidissement. Même si elle fait partie intégrante du développement des boucles « CPLIP », ou « CPLTA », celle-ci a été baptisée « CERBERE ». Il s'agit bien entendu d'une référence au chien à trois têtes gardant les Enfers de la mythologie grecque. Afin de simplifier sa dénomination, nous utiliserons donc ce nom pour identifier ce nouveau système expérimental et ainsi tenter de « domestiquer la Bête ».

1 Présentation du dispositif

1.1 Vue générale du banc expérimental

Les figures II.1 et II.2 sont respectivement une vue schématisée de la boucle diphasique et une photographie de l'ensemble du banc expérimental développés à l'Institut P', Département FTC, Axe COST. Une présentation plus détaillée est effectuée par la suite. Sur cette vue générale, on peut localiser les éléments principaux de la boucle (évaporateurs, condenseur, réservoir). Comme leurs prédécesseurs, le réservoir et les évaporateurs ont été conçus par EHP et se situent dans le même positionnement relatif de tilt positif, permettant de prendre avantage de la gravité dans le retour liquide aux évaporateurs. Le condenseur se situe en position « défavorable », environ 70 cm en dessous du réservoir. Ainsi, la capillarité des mèches poreuses des évaporateurs doit être capable de compenser les fortes pertes hydrostatiques ainsi créées en plus des pertes dynamiques. La boucle, ainsi que son instrumentation, repose sur un châssis constitué de profilés en aluminium.

Finalement, on peut localiser sur la figure II.2 les alimentations de puissance de chauffe des évaporateurs et du réservoir, ainsi que le thermocryostat (source froide du condenseur).

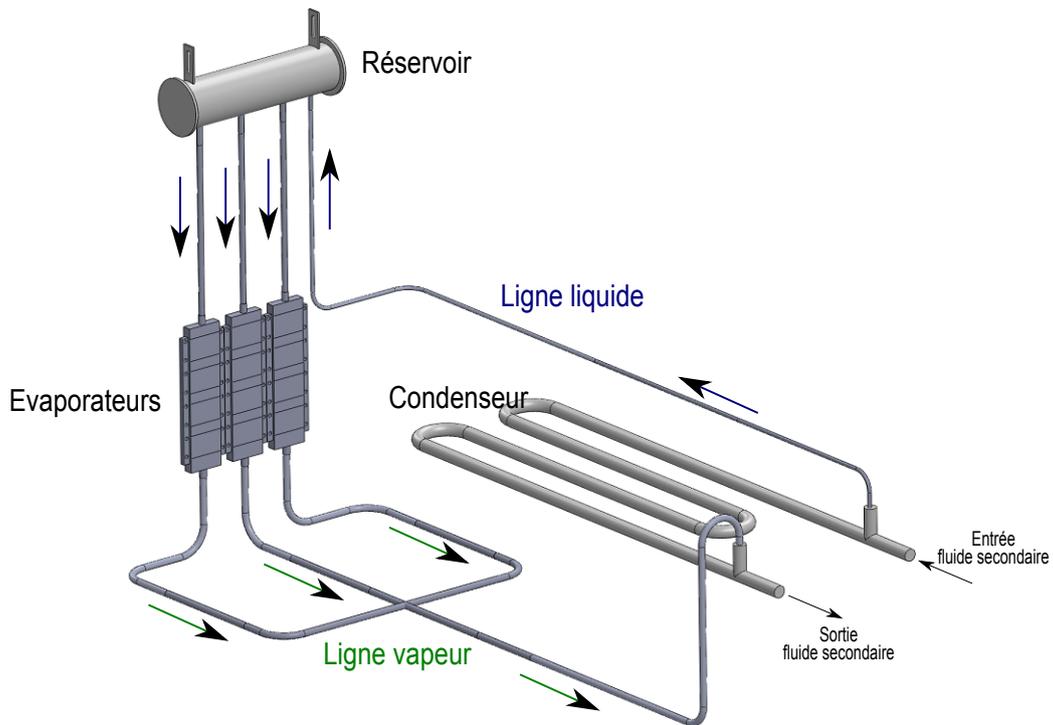


Figure II.1 – Vue schématisée de la boucle CERBERE

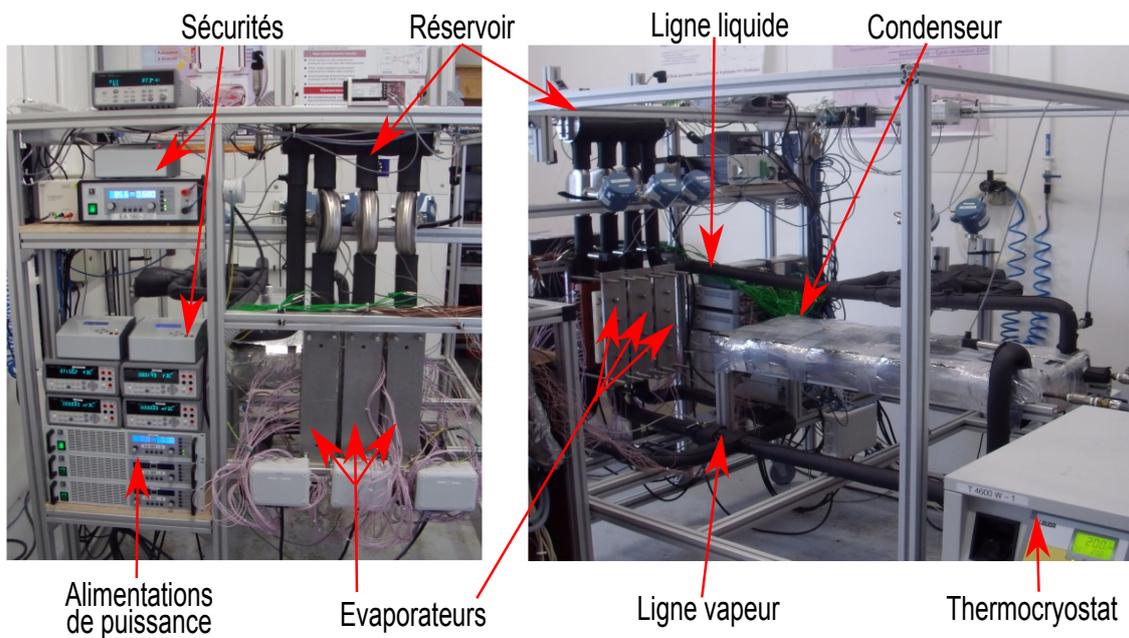


Figure II.2 – Vue d'ensemble du banc expérimental CERBERE

1.2 Présentation détaillée des composants

1.2.1 Évaporateurs

Les évaporateurs de la boucle sont similaires à ceux des boucles développées précédemment. Ce sont des évaporateurs plats permettant un meilleur refroidissement des éléments électriques, comparativement à une géométrie cylindrique. La figure II.3 présente une photographie et les vues en coupe de la géométrie de ces évaporateurs. Ceux-ci sont constitués d'un bloc creux parallélépipédique en acier inox 304L dans lequel est insérée la mèche poreuse en nickel fritté. Sur les deux surfaces de chaque évaporateur (figure II.3a), on peut distinguer les rainures destinées au positionnement des thermocouples, et les emplacements des blocs de chauffe (cf. §2). Ces zones sont constituées de nickel pour un meilleur contact thermique avec la mèche. En ce qui concerne la géométrie interne (figure II.3b), le canal d'entrée du liquide se divise en trois artères cylindriques parallèles à l'intérieur de la mèche poreuse. La vapeur formée à (ou près de) la surface externe de la mèche poreuse est collectée dans des rainures trapézoïdales creusées dans la mèche dans le sens de la largeur. Elle est ensuite acheminée vers la sortie de l'évaporateur par le biais de deux canaux latéraux de section rectangulaire.

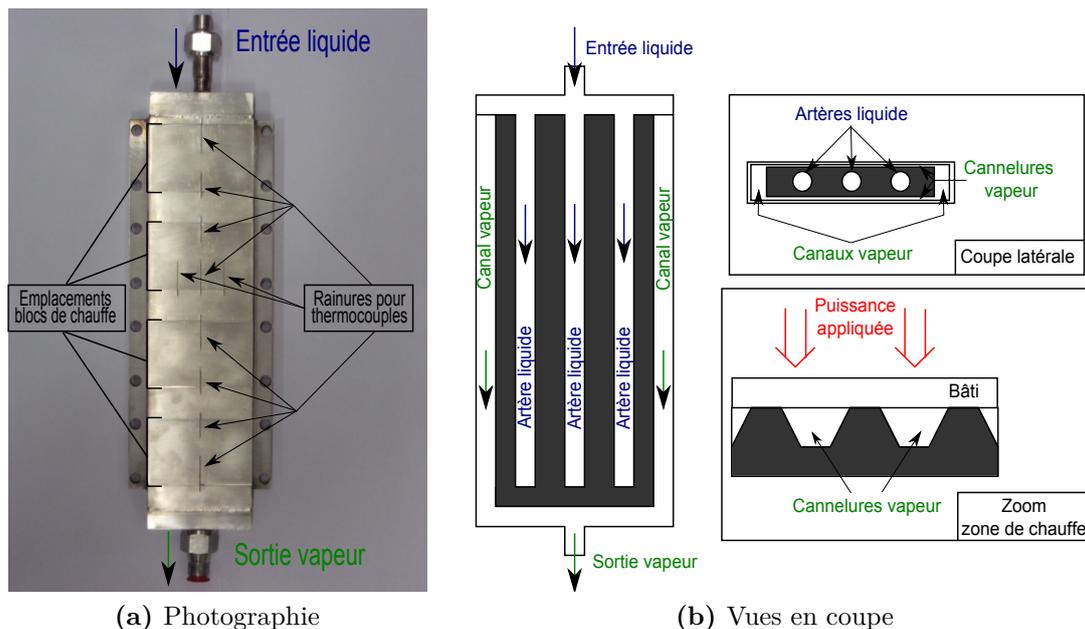


Figure II.3 – Évaporateurs de CERBERE

Il est à noter que les évaporateurs utilisés sont issus d'un ancien banc expérimental de la société EHP et ne sont donc peut-être pas vierges d'usures dues à des contraintes thermohydrauliques diverses (fonctionnement du système) ou chimiques (différents fluides testés). En effet, les évaporateurs neufs, initialement installés sur le banc CERBERE, ont subi des détériorations mécaniques irrémédiables lors d'un essai de caractérisation, qui s'est mal déroulé. Cette remarque pourrait être la cause de l'observation de comportements différents entre les évaporateurs, durant les analyses expérimentales et numériques des chapitres IV, V et VI.

1.2.2 Réservoir

La géométrie du réservoir de CERBERE est également similaire à celles des boucles « CPLIP » précédentes. Celui-ci est cylindrique et constitué d'acier inox 304L. Il présente en outre deux hublots en verre (un vertical et un horizontal) sur ses faces circulaires afin de visualiser l'interface liquide/vapeur. Sa géométrie interne (figure II.4) présente :

- une plaque horizontale de 1 mm d'épaisseur séparant le réservoir en deux : une partie basse permettant l'acheminement du liquide vers les évaporateurs et une partie haute diphasique servant de « tampon » et permettant la régulation thermohydraulique de la boucle.
- un système de stratification constitué d'un treillis métallique.

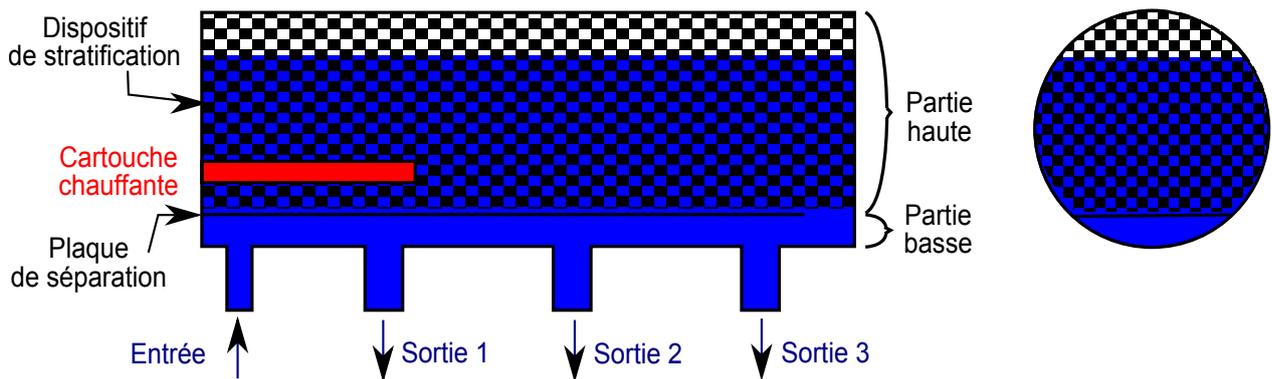


Figure II.4 – Vue en coupe du réservoir de CERBERE

1.2.3 Condenseur

Le condenseur est un échangeur cylindrique coaxial en acier inox 304L (figure II.5). Il présente trois coudes dans un seul plan de l'espace.

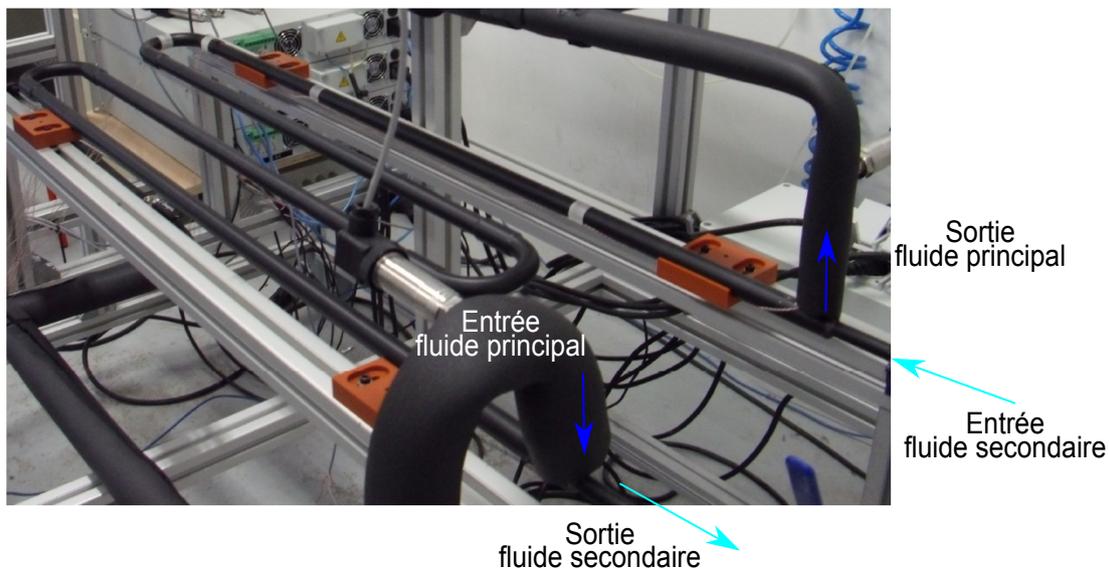


Figure II.5 – Photographie du condenseur de CERBERE

Il a été développé afin que le fluide de travail circule dans la partie annulaire (extérieure) de l'échangeur, le fluide secondaire circulant donc dans le tube interne. Cette disposition a pour objectif de « visualiser » le front de condensation par caméra infra-rouge.

La surface externe est ainsi peinte en noir afin d'augmenter son émissivité ($\epsilon \approx 0.95$). Comparativement aux boucles « CPLIP » précédentes, la première longueur rectiligne de ce condenseur est augmentée afin d'identifier le front de condensation avant le premier coude, au niveau duquel l'écoulement peut être sujet à de fortes instabilités supplémentaires. La longueur choisie, d'environ 1 m, est *a priori* suffisante d'après les études de Lossouarn [Los08] et Lachassagne [Lac10]. Il est à noter que les mesures par caméra infrarouge feront partie de futurs travaux car elles n'ont pu être effectuées au cours de cette thèse.

1.2.4 Conduites

Les conduites vapeur, liquide et entre le réservoir et les évaporateurs sont de simples tubes en acier inox 304L. L'étanchéité entre les différents composants de la boucle et ses conduites est assurée par des raccords sertibles de type « Swagelok ». On peut finalement noter que les trois lignes vapeur secondaires (en sortie de chaque évaporateur) sont munies chacune d'une vanne, également de type « Swagelok » pour l'étanchéité, afin d'effectuer des tests avec un, deux ou trois évaporateurs en fonctionnement.

1.3 Dimensions

Le tableau II.1 présente l'ensemble des différentes dimensions de chaque composant et conduite de CERBERE.

Composant	Caractéristique	Type de dimension	Dimensions
Réservoir	cylindre acier	diamètre (<i>mm</i>)	99,6 - 101,6
		longueur (<i>mm</i>)	384
	partie basse	hauteur (<i>mm</i>)	6
Évaporateurs	culasse acier et nickel	encombrement (mm^3)	320 x 81 x 20
		épaisseur (<i>mm</i>)	1
	mèche poreuse	encombrement (mm^3)	283 x 68 x 16
		porosité (μm) / porosité (%)	6,8 / 73
	rainures vapeur	perméabilité (m^2)	$6,531 \cdot 10^{-13}$
	section trapézoïdale (<i>mm</i>)	0,6 - 0,6 - 1,2	
		pas (<i>mm</i>)	1.8
Condenseur	coaxial acier	longueur (<i>m</i>)	3,73
		diamètre externe (<i>mm</i>)	17,3 - 21,3
		diamètre interne (<i>mm</i>)	12 - 14
Conduites vapeur	acier inox	longueur moyenne (<i>m</i>)	2,68
		diamètre (<i>mm</i>)	12 - 14
		dénivelés (<i>m</i>)	
		en sortie d'évaporateur / en entrée de condenseur	0,21 / 0,31
Conduite liquide	acier inox	longueur moyenne (<i>m</i>)	2,98
		diamètre (<i>mm</i>)	6 - 8
		dénivelé (<i>m</i>)	0,69
Conduites réservoir-évaporateur	acier inox	longueur (<i>m</i>)	0,53
		diamètre (<i>mm</i>)	12 - 14

Table II.1 – Dimensions et caractéristiques des divers composants de CERBERE

2 Instrumentation du banc expérimental

2.1 Conditions aux limites

De par sa configuration, le banc expérimental est soumis à quatre conditions limites identifiées :

- la charge thermique appliquée sur chaque évaporateur,
- la température de référence au réservoir,
- la température de source froide au condenseur,
- la température de l'environnement extérieur.

2.1.1 Applications de puissance aux évaporateurs

Afin de simuler l'électronique de puissance, les deux faces de chaque évaporateur sont chauffées par le biais de blocs de cuivre (quatre sur chaque face) dans lesquels sont positionnées des cartouches chauffantes (trois par bloc) de résistance unitaire de 756Ω . L'ensemble des résistances de chauffe de chaque évaporateur, branchées en circuit parallèle pour une résistance équivalente de $31,5 \Omega$, est relié à une alimentation électrique de puissance « EA » de calibre $360 V - 15 A$ pour une puissance maximale de $1500 W$. La puissance totale applicable sur chaque face est donc de $750 W$.

Les huit blocs de chauffe de chaque évaporateur sont maintenus en place par le dispositif de serrage illustré par la figure II.6. Celui-ci est assuré tout d'abord par deux pièces isolantes en ertalon[®] 4.6¹ usinées dans lesquelles sont placés les blocs de chauffe. Une de ces pièces est fixée directement sur le châssis par l'intermédiaire d'une plaque en aluminium. L'autre pièce est maintenue par un système de clamping : la pression de serrage est réalisée par le biais de ressorts extra-raides et de vis de serrage fixées au châssis par le biais d'une autre plaque aluminium et de tiges filetées.

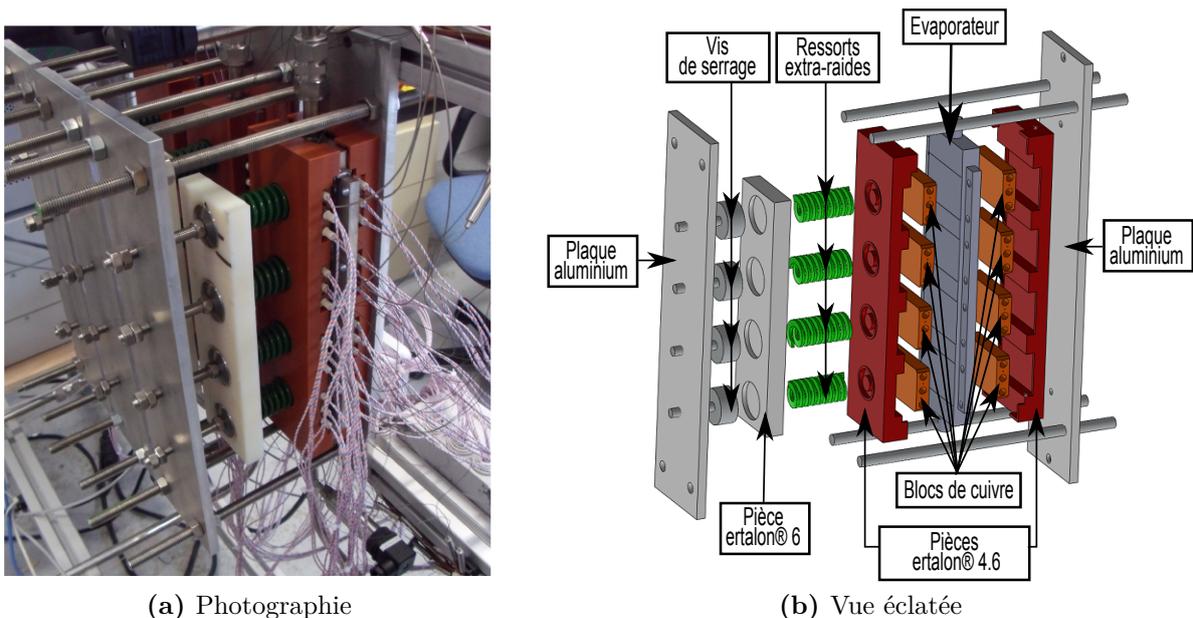


Figure II.6 – Dispositif d'application de puissance aux évaporateurs

1. Matière plastique de conductivité thermique de l'ordre de $0,3 W.m^{-1}.K^{-1}$, rigide jusqu'à $290^{\circ}C$.

Afin d'assurer un meilleur contact thermique entre les blocs de cuivre et l'évaporateur, une interface thermique à changement de phase d'épaisseur $74 \mu\text{m}$ est positionnée sur chaque face. Celle-ci permet d'obtenir une résistance de contact d'environ $0,08 \text{ K.W}^{-1}$ sur 1 cm^2 pour une pression de serrage de 3 bars^2 .

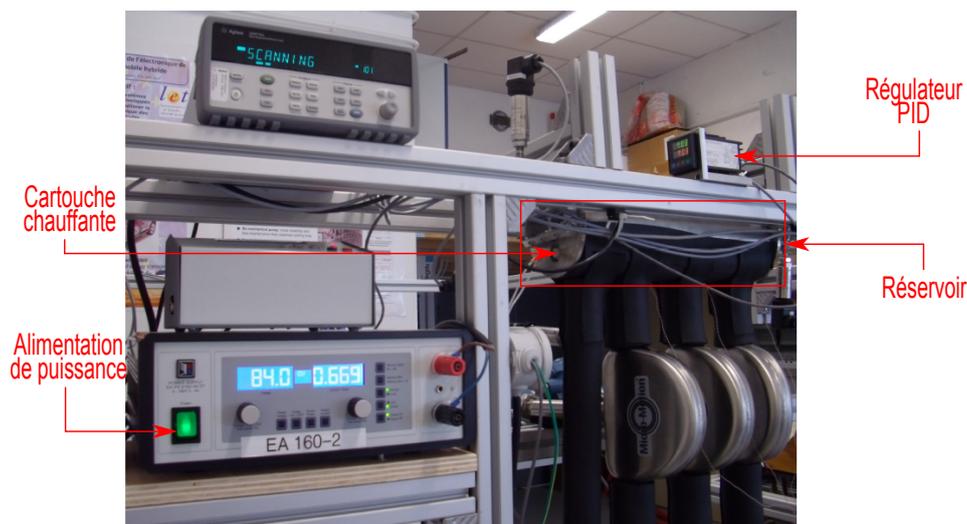
2.1.2 Source froide

Au condenseur, le contrôle de la source froide s'effectue à l'aide d'un thermocryostat d'une puissance maximale de 5 kW . Celui-ci peut imposer une température entre -20°C et 100°C et un débit maximal de 20 L.min^{-1} au fluide secondaire de l'échangeur coaxial.

Dans notre cas, l'échangeur est utilisé en mode contre-courant avec un mélange d'eau glycolée à 40% comme fluide secondaire. Par l'intermédiaire d'une sonde PT100, sa température d'entrée au condenseur est imposée et contrôlée par le thermocryostat.

2.1.3 Régulation au réservoir

Comme on l'a vu au chapitre I, le réservoir a un rôle de référence des conditions de saturation au sein de la boucle. Dans le cas de notre type de boucle, comme pour les CPL, le réservoir diphasique n'étant pas accolé à l'évaporateur, sa température est régulée par un système externe (figure II.7). Celui-ci se compose tout d'abord d'une sonde PT100 placée au sein de la phase vapeur. Celle-ci est reliée à un régulateur PID³ contrôlant l'alimentation de puissance « EA » de calibre $160 \text{ V} - 4 \text{ A}$, qui délivre une puissance maximale de 640 W à la cartouche chauffante de résistance 128Ω insérée au niveau du liquide de la partie haute du réservoir (figure II.4).



2. Indication constructeur

3. Proportionnel Intégral Dérivé

2.1.4 Isolation thermique

Afin de minimiser les pertes de chaleur avec le milieu environnant, l'ensemble de la boucle est isolée thermiquement à l'aide d'isolant flexible⁴ pour les conduites et de plaques en laine de verre pour le condenseur (figure II.2). Au niveau de ce dernier, l'isolation est conçue pour être facilement retirable afin d'effectuer les futures visualisations par caméra infra-rouge. Il est à noter que la partie haute du réservoir n'est pas isolée, les échanges avec l'extérieur étant primordiaux dans la régulation thermique de la température de saturation (cf. chapitre V).

2.2 Instruments de mesure

2.2.1 Mesures de puissances

Afin de connaître les puissances réelles appliquées au niveau des cartouches chauffantes aux évaporateurs et au réservoir, des mesures de tensions et courants y sont effectuées. Les tensions sont évaluées et enregistrées par l'intermédiaire de 4 multimètres Agilent 34410 (un pour le réservoir et un pour chaque évaporateur) pouvant mesurer des tensions de 1000 V. Les courants sont évalués par mesure de tensions aux bornes de « shunts » calibrés installés à la sortie de chaque alimentation de puissance. Ces tensions sont enregistrées sur une carte d'un boîtier d'acquisition rapide National Instrument de type « CompactRIO ».

2.2.2 Mesures de températures

L'ensemble de la boucle est instrumenté avec un grand nombre de thermocouples de type T (classe A). Sur les conduites et le condenseur, des paires de conducteurs monobrins classiques de 0,1 mm ont été disposées suivant la figure II.8. Ces thermocouples sont accolés sur la surface externe des tubes en acier inox à l'aide d'adhésif isolant en fibre de verre résistant aux hautes températures.

Les trois évaporateurs sont également instrumentés à l'aide de thermocouples de type T. Ceux-ci sont renforcés par une gaine métallique de 0,5 mm. Ils sont insérés par collage au niveau des rainures de profondeur $0,75 \pm 0,05$ mm usinées sur chaque face d'évaporateur. Majoritairement localisés sur l'axe de l'évaporateur (figure II.3a), ils sont au nombre de 10 par face.

Les signaux des thermocouples (tensions) sont enregistrés sur deux centrales d'acquisition de type « HP Agilent 34972 » reliées à un système permettant de fixer avec précision la température de soudure froide dans une ambiance contrôlée par l'intermédiaire d'un thermocryostat et ainsi se soustraire de l'évolution de la température de référence interne des centrales (figure II.9). En effet, d'après le schéma de fonctionnement en figure II.9b, la tension recueillie par la centrale $U_{centrale}$ est bien égale à la tension entre la température mesurée et la température du cryostat :

$$U_{centrale} = U_{T_{cristat}^{mesurée}}^T (+) + \cancel{U_{T_{centrale}^{cristat}}^T (+)} - U_{T_{cristat}^{mesurée}}^T (-) - \underbrace{U_{T_{cristat}^{cristat}}^T (-)}_{=0} - \cancel{U_{T_{centrale}^{cristat}}^T (+)} \quad (\text{II.1})$$

Avant d'être positionnés sur la boucle, les thermocouples ont été étalonnés sur ce banc de soudure froide pour obtenir une précision de la mesure de $\pm 0,05^\circ\text{C}$. Du fait de l'erreur

4. A base d'élastomère à structure cellulaire fermée

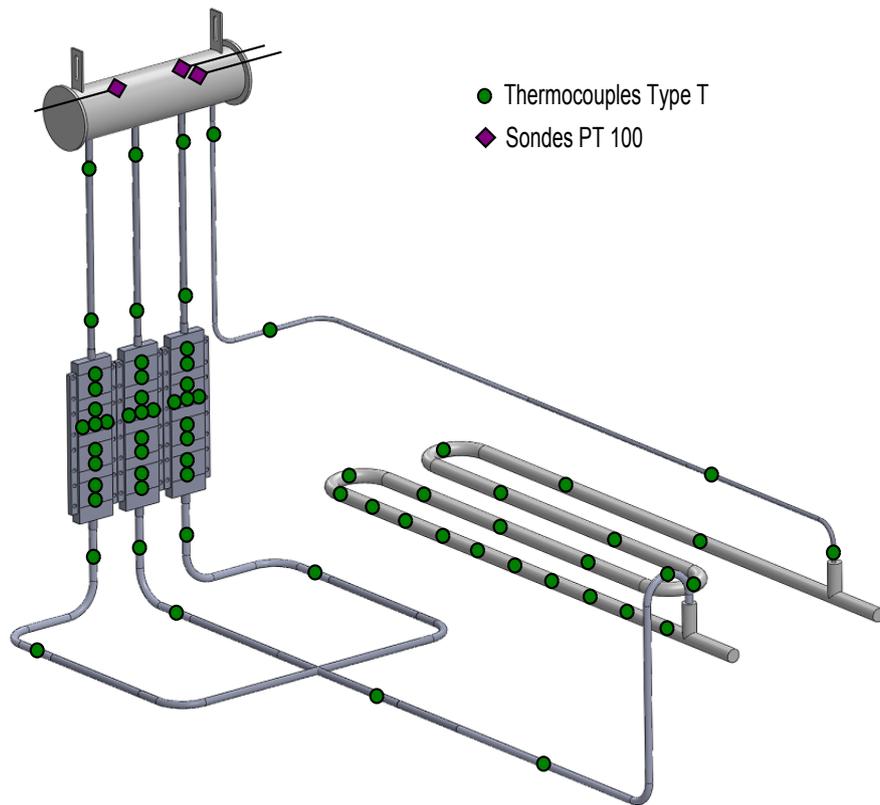
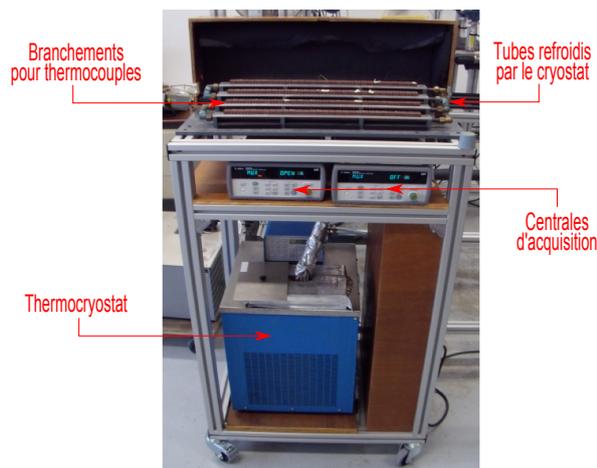
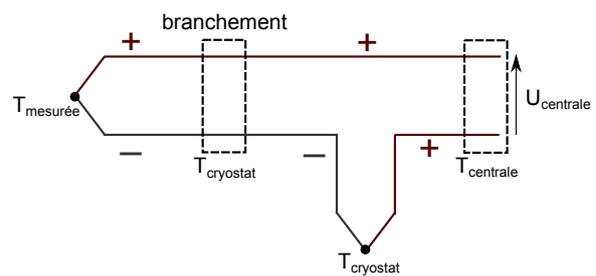


Figure II.8 – Instrumentation thermique de CERBERE

de positionnement des thermocouples aux évaporateurs dans les rainures de $\pm 0,25 \text{ mm}$, l'erreur de mesure supplémentaire est de $\pm 0,6^\circ\text{C}$ ⁵, ce qui donne une incertitude totale de mesure aux évaporateurs de $\pm 0,65^\circ\text{C}$.



(a) Photographie du banc



(b) Schéma de fonctionnement

Figure II.9 – Acquisition de températures sur banc de soudure froide

La mesure de température interne du réservoir s'effectue par l'intermédiaire de deux⁶

5. Calcul d'erreur de mesure basé sur l'équation : $\dot{Q}_{max}\Delta H/(\lambda_{b\grave{a}ti}A_{chauffe})$, avec $\dot{Q}_{max}/A_{chauffe}$ la densité de flux maximale imposée lors des essais et ΔH l'erreur de positionnement du thermocouple

6. La troisième PT100 de la figure II.8 servant uniquement à la régulation du réservoir

sondes PT100 (classe B, 1/3), de diamètre 1,6 mm, couvrant la gamme de températures $[-75^{\circ}\text{C}; 350^{\circ}\text{C}] \pm 0,1^{\circ}\text{C}$ à 0°C et $\pm 0,26^{\circ}\text{C}$ à 100°C . La redondance de la mesure permet d'obtenir une meilleure estimation de la température de saturation de référence au sein de l'ensemble de la vapeur du réservoir⁷.

Les signaux des sondes PT100 sont enregistrés sur une carte d'une troisième centrale d'acquisition « HP Agilent ».

2.2.3 Mesures de pressions

Les pressions d'entrée et de sortie de chaque élément de la boucle CERBERE sont mesurées par l'intermédiaire de capteurs de pression absolue « GE Druck PMP 4070 » de gamme $[0 - 3,5 \text{ bars}]$. Leurs positions sont représentées sur la figure II.10. On remarque sur cette figure qu'on effectue une redondance de la mesure de la pression de vapeur au réservoir (par l'intermédiaire de trois capteurs), à l'instar de la mesure de température.

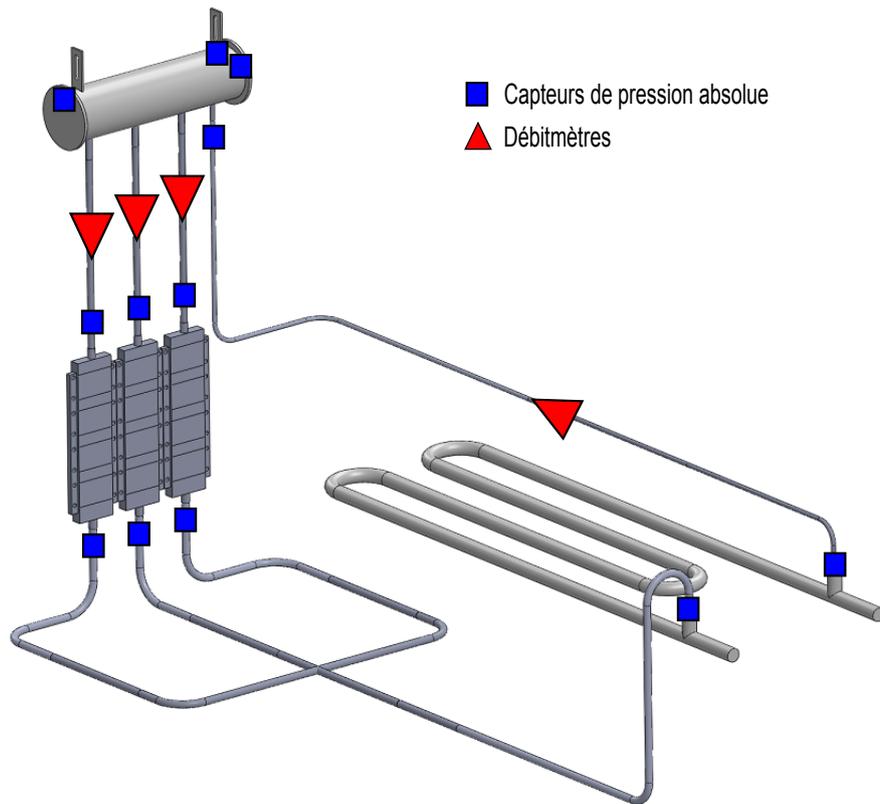


Figure II.10 – Instrumentation hydraulique de CERBERE

Outre les trois capteurs au réservoir, les autres capteurs sont implantés sur la boucle par l'intermédiaire de tubes de diamètre 1/4 po soudés perpendiculairement à la conduite principale (figure II.11).

D'après Benedict [Ben84], la pression statique exacte d'un fluide en écoulement n'est en théorie mesurée que par l'intermédiaire d'un perçage perpendiculaire à l'écoulement et d'un diamètre infiniment petit. Dans la pratique, ce type de montage, dit en « membrane affleurante » est très difficile à usiner, s'encrasse facilement et induit une réponse lente aux changements de pression. On a donc préféré le montage dit « en cavité » où l'interface de

7. Les sondes n'étant pas positionnées au même point au sein du réservoir

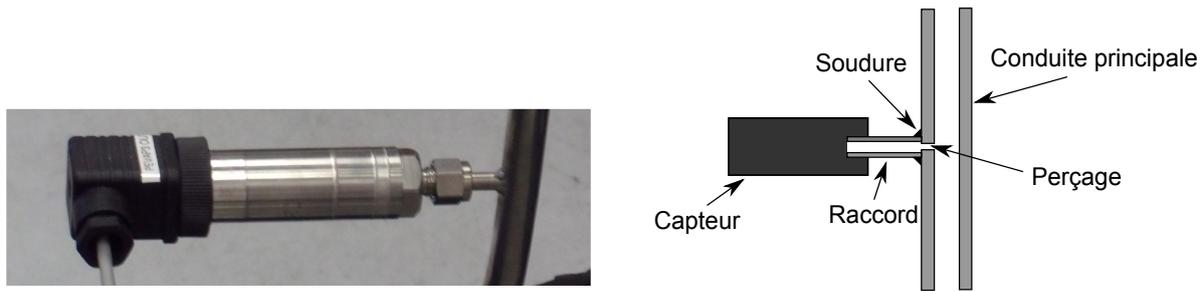


Figure II.11 – Implantation d'un capteur de pression sur la boucle

mesure, à l'extrémité du capteur, est reliée à la prise de pression par l'intermédiaire d'un tube de liaison. Benedict montre que le meilleur type de montage est obtenu pour des perçages (prise de pression) de diamètre D et de longueur⁸ L vérifiant $1,5 < L/D < 6$. Erber [Erb83] montre cependant que ce montage induit une erreur de mesure en régime transitoire augmentant avec le volume mort du tube de liaison. Son étude montre également que la fréquence maximale admissible dépend des propriétés du capteur, mais également, et surtout, du montage et du fluide utilisé. En utilisant les exemples de l'air et de l'eau, Erber met en évidence que pour un gaz cette fréquence maximale est 1000 fois plus faible pour un montage en cavité qu'un montage en membrane affleurante. Pour un liquide, l'écart est moins prononcé.

Nous retenons de cette étude que l'erreur sur la réponse dynamique de nos capteurs risque d'être plus importante pour la phase vapeur (fréquence maximale inférieure à quelques Hertz) que pour la phase liquide (fréquence maximale inférieure à quelques centaines de Hertz). En outre, lors de l'utilisation du montage en cavité, il convient d'utiliser un tube de liaison le plus court et rigide possible.

Il est à noter en outre que l'incertitude de mesure sur la pression statique des capteurs de pression utilisés est de l'ordre de 1000 Pa , ce qui correspond à une erreur relative inférieure à 1,5% de la mesure pour les tests effectués.

Afin de fonctionner, les capteurs de pression sont alimentés en tension par une alimentation de $24 \text{ V} - 12,5 \text{ A}$. Les signaux des capteurs de pression (tensions entre 0 et 10 V) sont enregistrés sur trois cartes du boîtier « CompactRIO » afin d'effectuer une acquisition haute fréquence.

2.2.4 Mesures de débits

Les débits de la boucle sont mesurés par l'intermédiaire de débitmètres à effet Coriolis (figure II.12) de la marque « Micro Motion », positionnés uniquement sur les lignes de transport du liquide en aval du condenseur et entre le réservoir et les évaporateurs (figure II.10). Ces débitmètres induisent peu de pertes de charge dans l'écoulement, ce qui est très important pour le bon fonctionnement de la boucle, comme on l'a vu au chapitre I. Contrairement à la boucle CPLIP 1.2, aucun débitmètre n'est implanté sur la conduite vapeur. En effet, des phénomènes de condensation au sein du débitmètre sur cette conduite de la boucle CPLIP 1.2 ont été mis en évidence par Lachassagne [Lac10], impliquant une grande imprécision de la mesure du débit ainsi que de fortes pertes de charge supplémentaires. Il a été néanmoins choisi d'installer des débitmètres en amont des évaporateurs afin d'obtenir une bonne estimation des débits d'évaporation.

8. Dans notre cas, la longueur du perçage correspond à l'épaisseur de la conduite

La figure II.12b nous présente le schéma de fonctionnement d'un débitmètre à effet Coriolis. Le fluide circule dans un (ou des) tube(s) de géométrie particulière. Une bobine excitatrice soumet ce tube de mesure à un mouvement oscillant au milieu du débitmètre. Lorsque des particules de fluide frappent la paroi du tube, des forces de Coriolis opposées sont générées sur les deux moitiés du tube. En effet, le fluide retarde l'oscillation quand il doit lui-même en acquérir le mouvement (à l'entrée) et l'accélère lorsqu'il restitue l'énergie prélevée (à la sortie). Il en découle une distorsion du tube et un retard de phase entre l'entrée et la sortie. Celui-ci est mesuré grâce à deux capteurs inductifs et est directement proportionnel au débit masse du fluide. En outre, la fréquence des oscillations est directement représentative de la masse volumique.

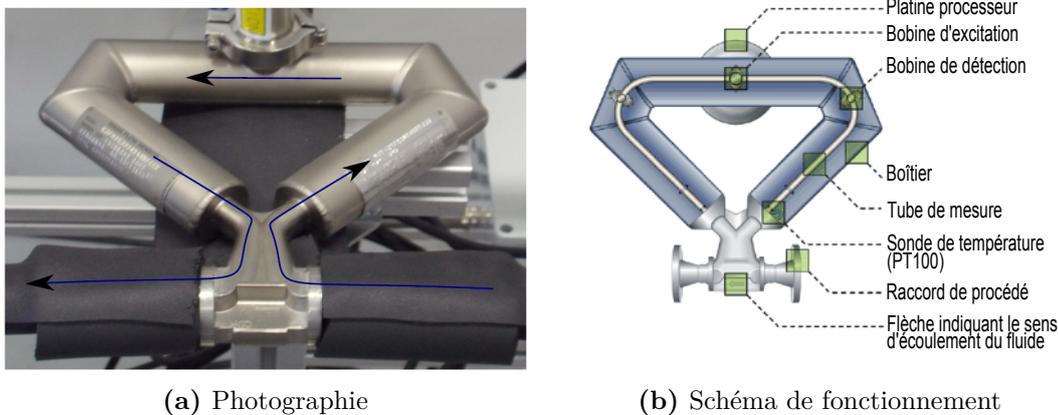


Figure II.12 – Débitmètres « à effet Coriolis »

Deux débitmètres sont installés en parallèle sur la ligne liquide afin de mesurer deux gammes de débits. Le premier avec un tube de diamètre $2,9 \text{ mm}$ et de longueur 670 mm couvre la gamme $[-30 \text{ g.s}^{-1}; 30 \text{ g.s}^{-1}]$ et le second avec deux tubes de diamètre $5,2 \text{ mm}$ et de longueur 760 mm couvre la gamme $[-600 \text{ g.s}^{-1}; 600 \text{ g.s}^{-1}]$. Entre le réservoir et les évaporateurs, les débitmètres ont été choisis pour la géométrie des tubes internes (deux tubes de diamètre $2,9 \text{ mm}$ et de longueur 314 mm) moins courbes que les précédents. Ceux-ci permettent ainsi de laisser remonter vers le réservoir d'éventuelles bulles de vapeur créées en entrée d'évaporateur. La mesure de la masse volumique au niveau de ces débitmètres nous permettra de mettre en évidence ces remontées de vapeur⁹.

L'incertitude des mesures sur le débit masse dépend du débitmètre et bien sûr de sa gamme de mesures. Les courbes d'erreur pour chacun des trois débitmètres installés sur le prototype, données en annexe A, nous montrent que cette erreur est de l'ordre de quelques mg.s^{-1} et ne dépasse pas 8 % de la mesure pour des débits supérieurs à $0,1 \text{ g.s}^{-1}$. Finalement, l'erreur de mesure sur la masse volumique est de $\pm 0,2 \text{ kg.m}^{-3}$ pour l'ensemble des débitmètres utilisés.

Les débitmètres, via leurs transmetteurs, sont alimentés en tension afin de fonctionner grâce à l'alimentation $24 \text{ V} - 12,5 \text{ A}$. Les signaux venant des transmetteurs (courants entre 4 et 20 mA) sont enregistrés sur une carte d'acquisition haute fréquence du boîtier « CompactRIO ».

9. Non détectables avec une simple mesure de débit masse

2.3 Sécurité

Le banc expérimental dispose de deux types de sécurité : physique et logicielle.

En premier lieu, des boîtiers électroniques jouent le rôle de relais lorsque la température mesurée par les thermocouples connectés dépassent une valeur critique préalablement fixée. Des thermocouples de type K (4 par évaporateur) insérés dans les blocs de chauffe et un thermocouple de type T placé au sommet du réservoir sont connectés à ces boîtiers. La limite de température est fixée à 140°C aux évaporateurs. Celle-ci correspond à la température admissible par l'évaporateur préconisée par EHP. La limite pour le réservoir correspond à la limite de pression interne de la boucle et dépend donc du fluide utilisé. La société EHP préconise une pression maximale de $2,2 \text{ bars}$ en fonctionnement et l'ensemble réservoir/évaporateurs ne peut être soumis à plus de $3,3 \text{ bars}$ sous peine de détériorations. Ces limites correspondent pour le méthanol (fluide choisi pour les tests effectués) respectivement à des températures de saturation de $85,5^{\circ}\text{C}$ et $97,8^{\circ}\text{C}$. Le déclenchement des boîtiers de sécurité entraîne la coupure de toutes les alimentations de puissance (les trois aux évaporateurs et celle du réservoir).

Des sécurités logicielles opèrent en parallèle par l'intermédiaire du logiciel de gestion informatique du banc expérimental. Les mêmes limites en température et pression sont fixées afin de couper les alimentations de puissance si les températures et/ou pressions mesurées dépassent ces limites.

2.4 Gestion du banc expérimental

2.4.1 Gestion logicielle

Le pilotage du banc CERBERE et l'enregistrement des données sont gérés par un programme réalisé sous le logiciel Labview (cf. annexe B). Celui-ci vient dans un premier temps lire, traiter et enregistrer les mesures de tensions, de courants, de températures, de pressions et de débits mises en mémoire dans les cartes des trois centrales « HP Agilent », des quatre multimètres « Agilent » et du boîtier « CompactRIO » d'acquisition. Le programme permet en outre de gérer l'application de puissance sur les trois évaporateurs. Chaque alimentation de puissance est en effet commandée indépendamment par l'intermédiaire d'une carte de communication par port Ethernet. Finalement, le programme permet de visualiser en temps réel les diverses mesures effectuées durant un essai.

2.4.2 Bilan des interactions

La figure II.13 résume les différentes interactions présentées entre les instruments du banc expérimental autour de la boucle.

2.4.3 Essais

Chaque essai se déroule chronologiquement de la même façon :

- La régulation au réservoir est enclenchée de manière à maintenir une température de saturation prédéfinie et à s'assurer de l'absence de gaz non condensables (cf. §3.1).
- La température de source froide en entrée de condenseur est imposée manuellement au thermocryostat.
- L'acquisition des données est lancée.
- Un cycle de puissance prédéfini est appliqué sur chaque évaporateur.

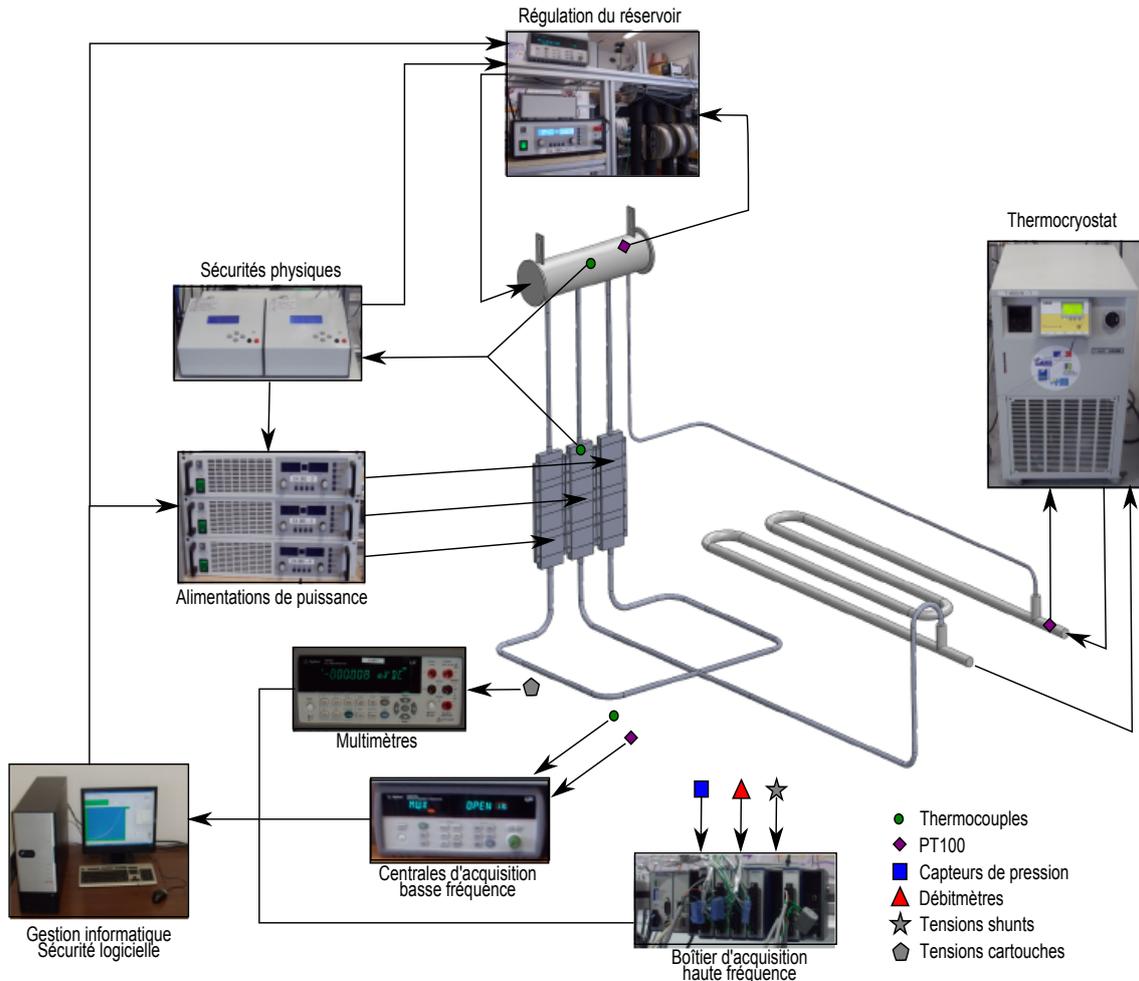


Figure II.13 – Organisation globale du banc expérimental

Trois principaux types d'essais ont été réalisés lors des campagnes expérimentales :

- Essai de caractérisation : une succession d'échelons de puissance montants puis descendants est appliquée sur un ou plusieurs évaporateurs.
- Essai de comportement : une succession de rampes de puissance plus ou moins sévères, ascendantes ou descendantes, est appliquée sur un ou plusieurs évaporateurs.
- Essai de démarrage : un unique échelon de puissance est appliqué sur un ou plusieurs évaporateurs.

3 Essai de référence au méthanol

On présente ici l'ensemble des données recueillies lors d'un essai de caractérisation de la boucle avec un évaporateur en fonctionnement. Le fluide de travail choisi est le méthanol de par ses performances démontrées sur les prototypes « CPLIP 1.1 » et « CPLIP 1.2 ». Cet essai consiste en une succession d'échelons de puissance ascendants et descendants appliqués à l'évaporateur n°2 (central). La température de référence au réservoir est fixée à 70°C . La température d'entrée du fluide secondaire au condenseur est de 20°C .

3.1 Vérification de l'absence de GNC

Avant d'appliquer le premier échelon de puissance à l'évaporateur, la saturation du réservoir est d'abord amenée à la température de référence. Durant cette chauffe, de la température ambiante vers la température prédéfinie, un programme élaboré sous Labview (cf. annexe B) permet de vérifier la présence de gaz non condensables au sein de la vapeur. Celui-ci permet de comparer les valeurs de température et de pression mesurées avec la courbe de saturation théorique du méthanol (figure II.14a). Une pression mesurée au-dessus de cette courbe révèle la présence de GNC car ceux-ci augmentent artificiellement cette pression (cf. chapitre I).

Il s'avère qu'aucune génération de GNC n'a été détectée au cours des différentes campagnes d'essais avec le méthanol, à l'instar des travaux de Lossouarn [Los08]. Les investigations de Lachassagne [Lac10], avec l'acétone et plus faiblement avec l'éthanol, ont au contraire mis en évidence une production de gaz incondensables inhérente au système, pouvant provenir de réactions chimiques au niveau de la mèche poreuse.

Comme l'illustre la figure II.14b, l'obtention d'une température de saturation stable à la température de référence nécessite environ 1h30 de chauffe avec les instruments expérimentaux (alimentation de puissance et cartouche chauffante). Le maintien de la référence nécessite alors seulement une puissance d'une soixantaine de watts à fournir au réservoir.

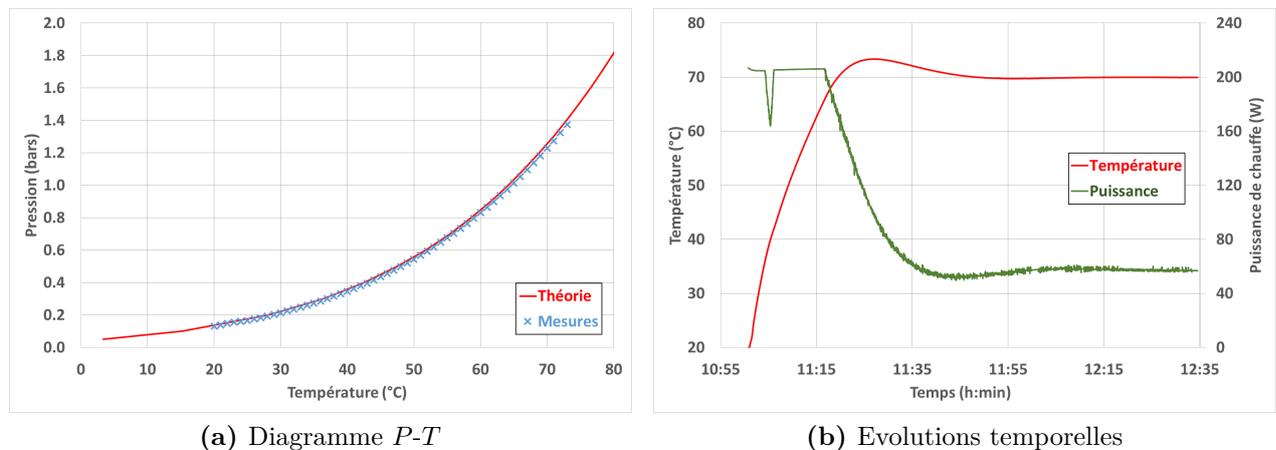


Figure II.14 – Chauffe du réservoir

3.2 Puissances mesurées

La figure II.15 permet de comparer la puissance imposée à l'évaporateur par l'utilisateur grâce au programme de gestion du banc et la puissance réelle obtenue par l'intermédiaire des mesures de tension et de courant. On voit que la différence entre ces deux puissances n'est pas négligeable et de plus augmente avec la puissance imposée, l'erreur relative restant cependant constante de l'ordre de 5%. En outre, il est apparu que les puissances mesurées diffèrent légèrement selon l'évaporateur pour une même puissance imposée, bien que les alimentations de puissance soient identiques.

L'utilité de cette mesure de puissance prend donc tout son sens dans le but de caractériser précisément le comportement de la boucle en fonction des conditions aux limites du système.

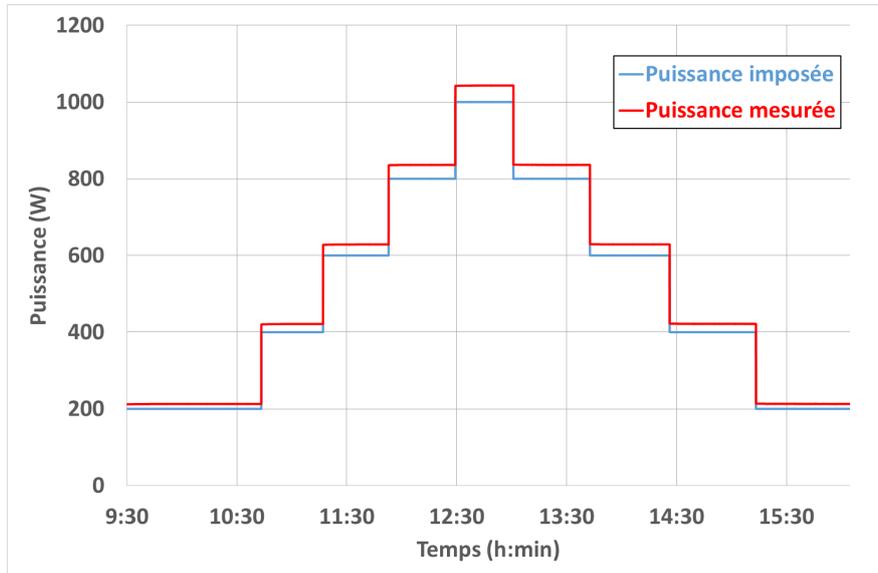


Figure II.15 – Comparaison des puissances imposée et mesurée à l'évaporateur

3.3 Températures mesurées

Les évolutions des diverses températures le long de la boucle sont représentées sur la figure II.16. On présente sur ce graphe les valeurs moyennes des températures mesurées sur chaque face de l'évaporateur, des lignes vapeur et liquide. Les courbes obtenues pour cet essai apparaissent similaires à celles présentées lors des études expérimentales de Lossouarn [Los08] et Lachassagne [Lac10] sur les boucles « CPLIP » précédentes.

Même si la phase de démarrage du système apparaît bien sur le graphique, l'analyse de celle-ci ne sera pas abordée pour l'instant. Une étude approfondie sera amplement développée au chapitre VII. Pour les échelons de puissance suivant cette première phase, on constate que les températures à l'évaporateur sont bien régulées par le système, même si elles augmentent légèrement avec la puissance de chauffe. Les températures de sortie d'évaporateur et de ligne vapeur correspondent, aux pertes thermiques près, à la température de saturation et sont donc également stables. La température de la ligne liquide est également quasi constante et égale à la température de source froide du condenseur. Ceci est vérifié lorsque les trois évaporateurs sont en fonctionnement. Le condenseur est donc bien dimensionné pour permettre le sous-refroidissement du liquide. Finalement, la température en entrée d'évaporateur diminue avec la puissance. Cela s'explique par l'augmentation du débit de liquide froid (cf. §3.5) en provenance du condenseur.

Même si les températures de paroi d'évaporateur varient seulement de quelques degrés, on peut noter un léger décalage entre celles propres à la phase d'échelons ascendants et celles de la phase d'échelons descendants : les températures mesurées lors de cette seconde phase apparaissent en effet plus importantes (phénomène peu visible sur la figure II.16). Il existe donc un phénomène d'hystérésis au niveau de la température de paroi d'évaporateur. Celui-ci a déjà été mis en avant par les précédents travaux expérimentaux de Lossouarn [Los08] et Lachassagne [Lac10]. Ceux-ci font le lien entre ce phénomène et

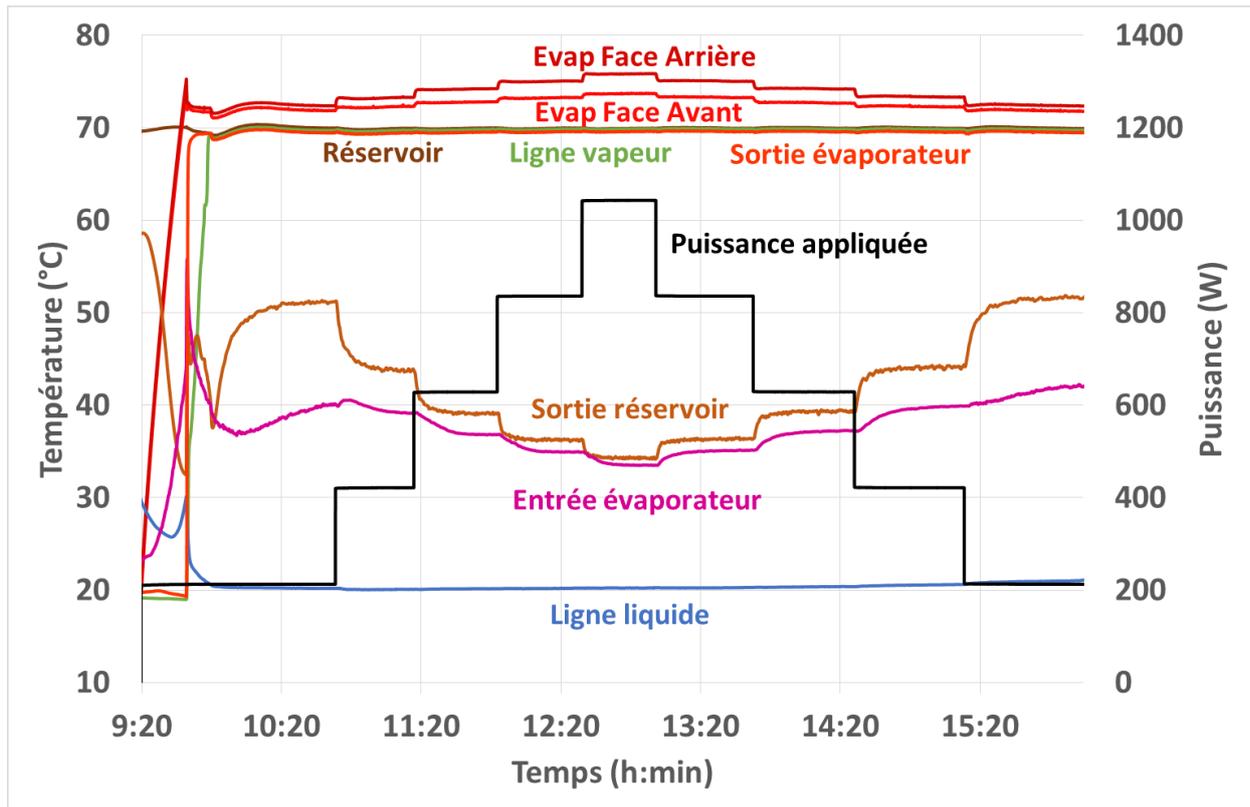


Figure II.16 – Evolution des températures de CERBERE lors d'un essai de caractérisation d'un évaporateur (référence 70°C , condenseur 20°C)

la pénétration de l'interface liquide/vapeur au sein de la mèche poreuse. En effet, dans un milieu poreux saturé par deux fluides, il apparaît que le drainage¹⁰ est plus aisé que l'imbibition¹¹. Ainsi, lorsque la puissance augmente, le front de vaporisation pénètre plus facilement (situation de drainage) que lorsque la puissance diminue où le liquide imbibe plus difficilement la mèche. Cette différence conduit alors à une dégradation du transfert thermique.

On peut également noter, plus facilement, une nette différence de températures entre les deux faces de l'évaporateur. On peut penser que la pénétration du front de vaporisation au sein de la mèche est plus importante du côté de la face arrière que de la face avant. Ce comportement semble être systématique pour cet évaporateur après les différentes campagnes d'essais réalisées. Il s'avère que les deux autres évaporateurs présentent, à l'inverse, une température de face arrière plus faible qu'en face avant. Ce phénomène serait donc lié à la conception interne de chaque évaporateur.

La figure II.17 présente les températures mesurées par les thermocouples situés au condenseur (cf. figure II.8 pour leur positionnement). On constate tout d'abord que le changement de phase s'effectue proche de l'entrée du condenseur, le front de condensation restant dans la première longueur pour cet essai. On peut apprécier son évolution avec la puissance sur la figure II.18. Les températures mesurées dans la zone de condensation sont instables du fait des phénomènes internes complexes et non-uniformes (cf. I.3.2.3). On remarque là aussi un léger phénomène d'hystérésis (notamment pour les faibles puis-

10. Le fluide non mouillant (la vapeur, dans notre cas) chasse le fluide mouillant (le liquide)

11. Le fluide mouillant chasse le fluide non mouillant

sances). Certaines températures mesurées pendant les échelons descendants sont en effet plus importantes que lors des échelons montants à la même puissance. Le type d'écoulement de condensation doit donc différer légèrement localement (répartition des phases liquide et vapeur) durant la seconde phase.

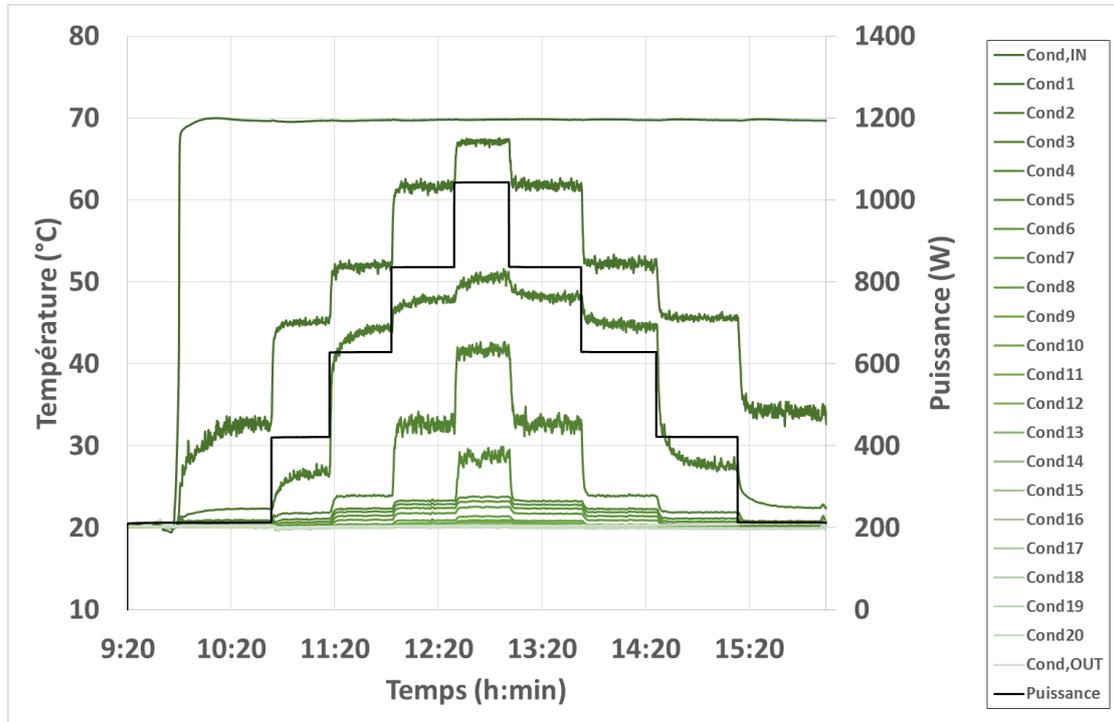


Figure II.17 – Evolution des températures au condenseur lors d'un essai de caractérisation d'un évaporateur (référence 70°C , condenseur 20°C)

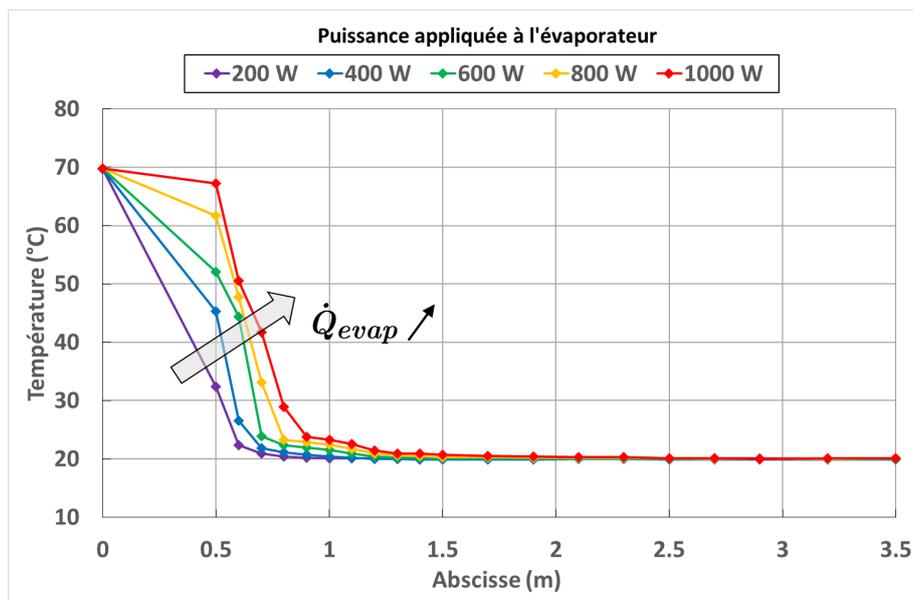


Figure II.18 – Evolution du profil de températures au condenseur suivant la puissance appliquée (référence 70°C , condenseur 20°C)

3.4 Pressions absolues mesurées

On peut observer sur la figure II.19 les différentes pressions mesurées le long de la boucle. Là encore, nous n'aborderons pas la description de la phase de démarrage.

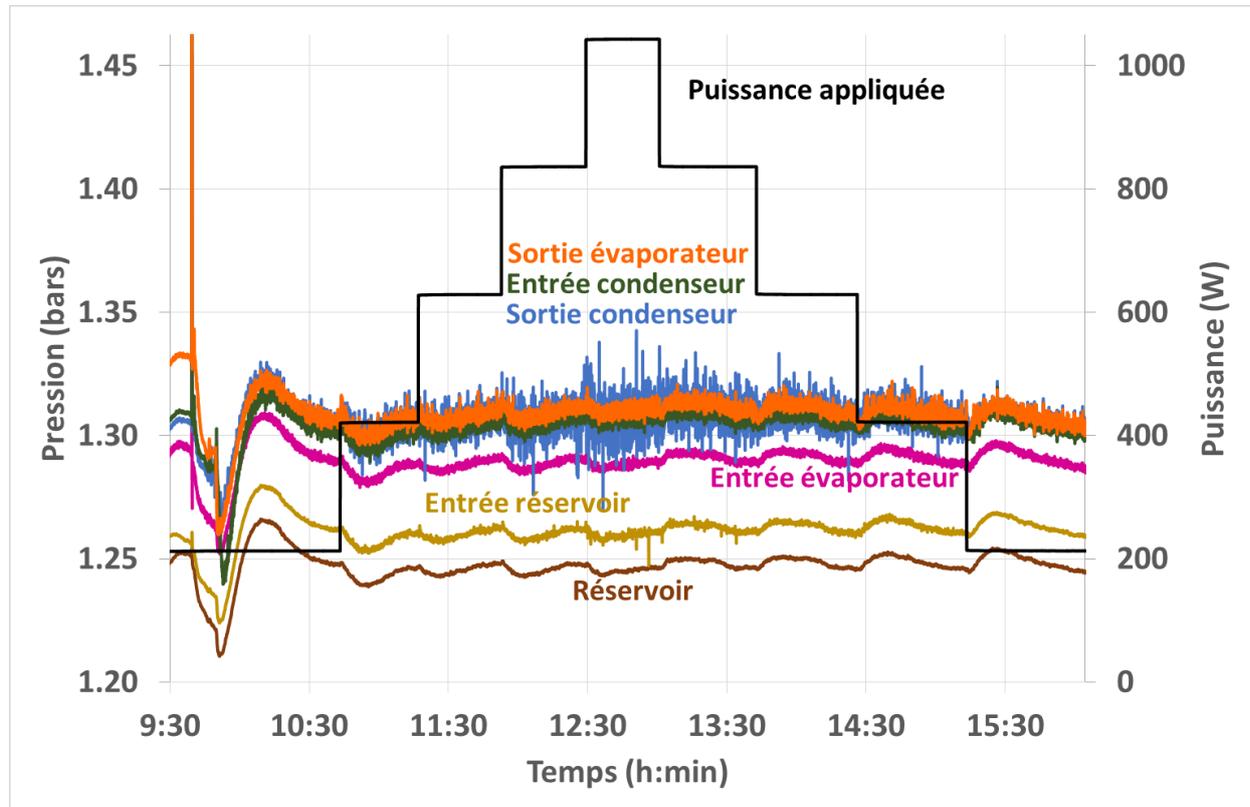


Figure II.19 – Evolution des pressions de CERBERE lors d'un essai de caractérisation d'un évaporateur (référence 70°C , condenseur 20°C)

L'ensemble de ces pressions semble tout d'abord suivre la même variation basse fréquence, d'une amplitude maximale d'environ 1000 Pa . Cette variation serait *a priori* due à la régulation thermique du réservoir. En effet, pour maintenir la température de référence en partie haute de réservoir, la régulation PID adapte en permanence la puissance d'alimentation de la cartouche chauffante. Par cette régulation non instantanée, on peut noter que la température de saturation varie d'environ $0,2^{\circ}\text{C}$ au réservoir. Or, pour le méthanol, une telle variation de température aux alentours de 70°C implique une variation en pression de l'ordre de 1000 Pa . Ces instabilités de pression au réservoir se répercutent ensuite à travers la masse du liquide au sein de la boucle.

Des instabilités à plus haute fréquence, dont l'amplitude augmente avec la puissance imposée, sont en outre observées en sortie de condenseur (courbe bleue de la figure II.19). Celles-ci ne sont pas visibles pour les autres éléments de la boucle, y compris en entrée de condenseur. Il semble donc qu'elles soient directement liées au seul comportement de celui-ci. Une première observation directe des tests expérimentaux pourrait nous permettre de comprendre l'origine de ces instabilités : de légers claquements sonores se font en effet régulièrement entendre au niveau du condenseur. La même observation avait été faite par Lachassagne [Lac10] sur le prototype « CPLIP 1.2 » dans une plus grande mesure (l'amplitude des oscillations de pression pouvant atteindre 10000 Pa dans son cas). Ainsi, de l'énergie est libérée sous forme mécanique allant jusqu'au claquement acoustique lors de

la condensation du fluide. Ne pouvant pas visualiser l'intérieur du condenseur avec notre banc d'essai, nous ne pouvons cependant pas identifier précisément l'origine de cette libération brutale d'énergie¹². On peut néanmoins noter que les instabilités de pression sont plus fortes en sortie de condenseur qu'en entrée. Cette différence peut être liée à la différence de compressibilité de la vapeur et du liquide. Ainsi, le liquide du condenseur, quasi incompressible, n'est pas en mesure d'atténuer suffisamment les variations de pression jusqu'en sortie. L'intégralité de la ligne liquide verticale permet cependant de les amortir en entrée de réservoir. De l'autre côté, la compressibilité de la vapeur permet au contraire d'avoir des pressions moins instables en entrée de condenseur et donc en sortie d'évaporateur.

Finalement, la figure II.19 nous permet déjà de distinguer deux gammes de pressions séparées par un écart de l'ordre de 5000 Pa. Celui-ci correspond aux pertes hydrostatiques au sein de la ligne liquide ($\rho_l g H_L \approx 5030 \text{ Pa}$). En outre, on peut d'ores et déjà mentionner que les pressions aux bornes de l'évaporateur vont nous permettre d'évaluer le saut de pression capillaire, aux pertes de charge au sein de la mèche poreuse et des cannelures près. Les mesures expérimentales des différentes températures et pressions en régime permanent nous permettent ainsi d'élaborer le diagramme (P, T) de la boucle CERBERE avec un évaporateur en fonctionnement (figure II.20).

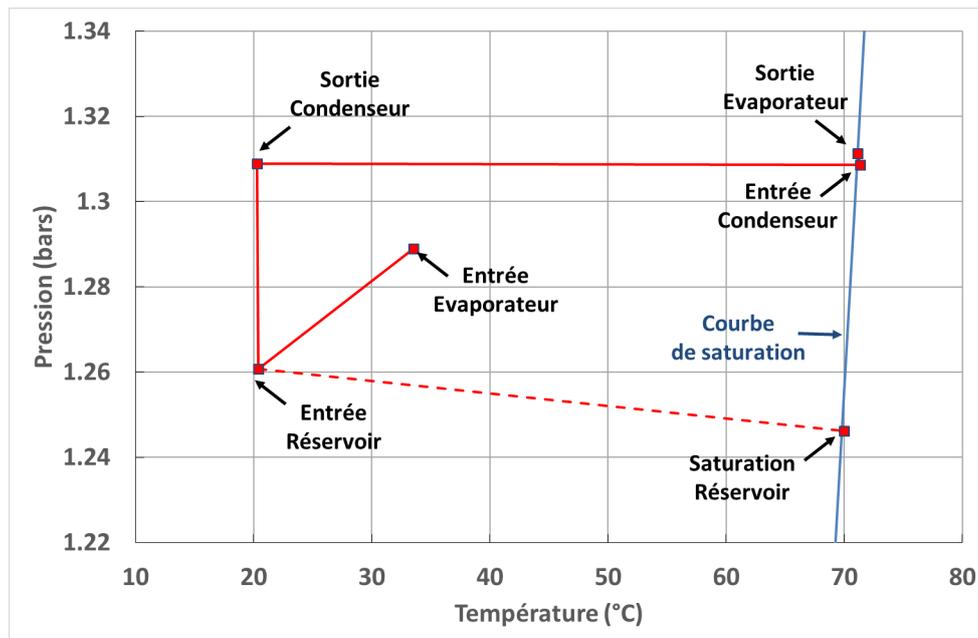


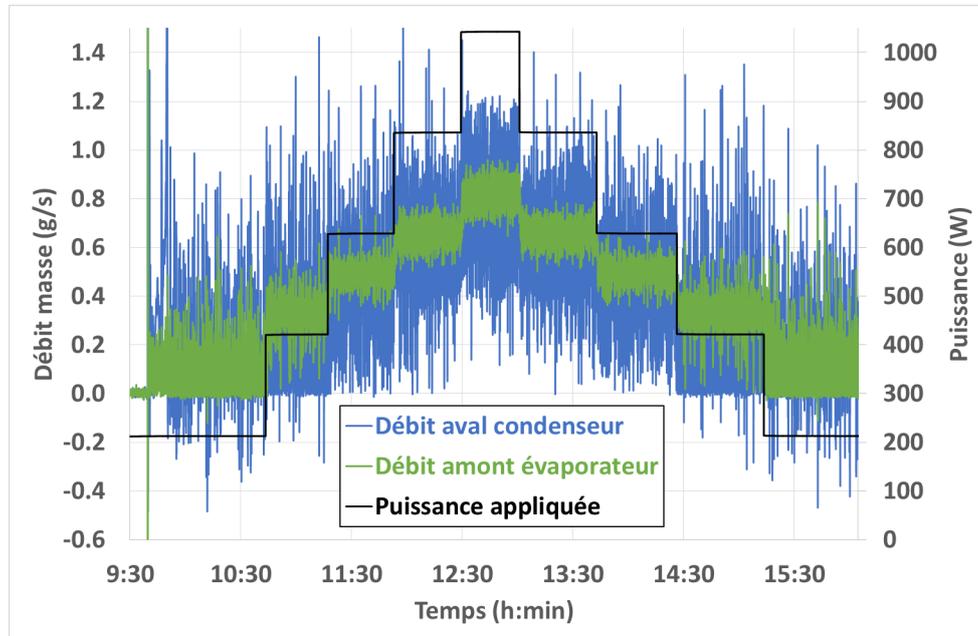
Figure II.20 – Diagramme (P, T) de fonctionnement de CERBERE (Evaporateur n°2, $T_{ref} = 70^\circ\text{C}$, $T_{II} = 20^\circ\text{C}$, $\dot{Q}_{evap} = 1000 \text{ W}$)

3.5 Débits mesurés

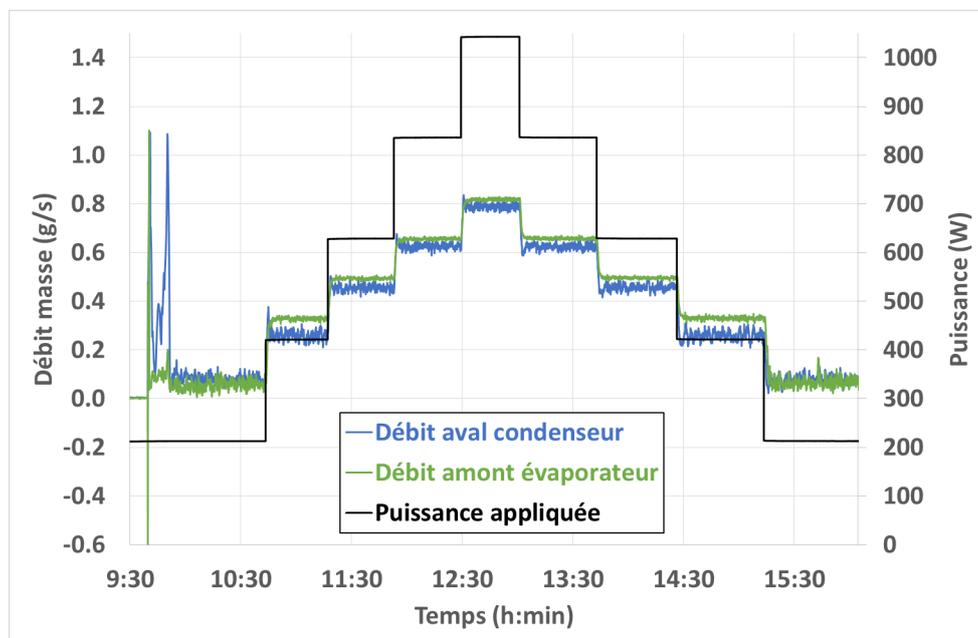
Pour achever ce premier aperçu des mesures expérimentales, on expose sur la figure II.21a l'évolution des débits en amont de l'évaporateur et en aval du condenseur. Malgré les fortes oscillations, on peut noter que les deux mesures donnent globalement

12. Cependant les travaux de Kaled [Kal13] ont montré, grâce à l'utilisation d'un condenseur transparent en verre, que l'origine de ces instabilités est l'existence d'une onde de pression gravitaire due à la différence de hauteur de la surface libre entre l'entrée du condenseur et la fin du front de condensation

la même valeur en régime permanent. Ce fort bruit de mesure vient d'une part de l'erreur plus importante des débitmètres pour de faibles débits (cf. annexe A). Mais il est sûrement également dû à l'instabilité des pressions en entrée et en sortie des instruments de mesures. Ainsi, l'amplitude de ces oscillations est supérieure pour le débit mesuré en aval du condenseur que pour celui mesuré en amont de l'évaporateur¹³ à cause des fortes instabilités hydrauliques en sortie de condenseur illustrées au paragraphe précédent.



(a) Mesures brutes



(b) Valeurs moyennées

Figure II.21 – Evolution des débits liquide de CERBERE lors d'un essai de caractérisation d'un évaporateur (référence 70°C , condenseur 20°C)

13. Le débitmètre étant pourtant plus précis théoriquement - cf. annexe A

Pour permettre un étude plus précise, un traitement des mesures de débits est nécessaire. Par la suite, on présentera donc des valeurs moyennées des débits mesurés comme illustrées sur la figure II.21b. Sur ce graphe, on observe en régime transitoire de légers « overshoots » (lors des échelons montants) ou « undershoots » (lors des échelons descendants) du débit de liquide en sortie de condenseur, comme pour une CPL classique (cf. I.4.2.3), qui ne sont pas présents pour le débit en entrée d'évaporateur. Les raisons de ces variations brutales seront explicitées aux chapitres IV et V, notamment grâce à l'étude numérique effectuée à l'aide du modèle exposé au chapitre suivant.

4 Conclusions

Ce chapitre a permis de présenter l'ensemble des moyens expérimentaux développés durant cette thèse et les différents problèmes de mesures rencontrés lors du fonctionnement du banc CERBERE. Il est notamment nécessaire de post-traiter les données en pressions et débits afin d'obtenir des valeurs exploitables pour une étude plus approfondie.

L'ensemble des données thermohydrauliques enregistrées ont pour but d'améliorer la compréhension de la dynamique du système ainsi que les différents couplages entre les divers éléments, notamment lors de sollicitations transitoires sévères comme on peut en rencontrer pour des applications terrestres. Ces mesures vont également nous permettre de recalibrer et valider un modèle global de boucle (présenté au chapitre III) afin d'approfondir ensuite l'analyse des divers phénomènes physiques impliqués.

Chapitre III

Modélisation thermohydraulique transitoire de la boucle

Afin de mieux comprendre le comportement et optimiser les performances de la boucle expérimentale décrite au chapitre précédent, et plus largement des BFDPT, une démarche de modélisation est adoptée. Dans le cadre de cette thèse, le but est de rester dans une représentation globale du comportement ; une approche dite « système » est donc privilégiée.

Tout d’abord, on présente un état de l’art sur la modélisation globale de BFDPT en démarrant par une synthèse bibliographique sur les modèles permanents permettant un premier dimensionnement. En passant par la description de modèles transitoires de plus en plus complexes, on présente ensuite le développement¹ et la description détaillée de l’approche de modélisation retenue.

1 Synthèse bibliographique sur la modélisation de BFDPT

Depuis ces dernières décennies, les modèles thermiques et hydrauliques de boucle diphasique se sont développés avec l’avancée de cette technologie. Pour la plupart, ces modèles simulent uniquement le régime permanent afin d’obtenir une première estimation du fonctionnement nominal du système et ainsi d’effectuer quelques études paramétriques globales. D’abord analytiques, ces modèles ont pu bénéficier de l’avancée de l’informatique pour affiner les descriptions des phénomènes et des géométries par voie numérique [WMN08]. Ce développement a finalement permis d’élaborer les premiers modèles en régime transitoire, indispensables à la compréhension des phénomènes instationnaires (démarrage, variations de puissance brutales, cyclage thermique, phénomènes oscillatoires, *etc*) décrits au chapitre I.

1.1 Modèles permanents

Le premier modèle publié de boucle diphasique à pompage capillaire est celui de Dolgirev *et al.* en 1978 [DGMK78] pour une LHP (même si on ne parlait seulement à cette époque que de caloduc avec lignes vapeur et liquide séparées). Reposant sur l’équation 1D du transfert de chaleur au sein de la mèche poreuse, ainsi que sur un calcul du flux de

1. A travers les travaux numériques au laboratoire de Lachassagne [LBAR13] et Delalandre [Del11]

chaleur maximal admissible par évaluation des pertes de charge (de la même manière que pour un caloduc classique), il reste très simple et peu précis, compte tenu des nombreuses approximations effectuées pour simplifier la géométrie et les phénomènes physiques. Il a cependant ouvert la voie à de nombreux autres travaux de modélisations.

Parmi ces premiers travaux, on peut citer ceux de Ku *et al.* en 1987 [KKM87] et de Dickey et Peterson en 1994 [DP94], pour les CPL. Le premier est un modèle numérique et a pour particularité de coupler un analyseur thermique avec un analyseur hydraulique. Le second, analytique, s'appuie quant à lui sur des bilans globaux d'énergie à l'évaporateur et au condenseur afin de déterminer avec une bonne précision les températures moyennes du liquide, de la vapeur et de l'évaporateur.

En 1999, Kaya *et al.* [KHJC99] développent un premier modèle analytique de LHP plus détaillé. Celui-ci est basé sur le bilan d'énergie de chaque composant : mèche poreuse de l'évaporateur, chambre de compensation (réservoir), lignes vapeur et liquide, et condenseur, où ils distinguent la zone de condensation de celle de sous-refroidissement. Une attention particulière est également accordée à l'évaluation des pertes de charge au sein de la boucle, celles-ci étant directement liées au flux thermique de fuite entre la chambre de compensation et l'évaporateur. Ce modèle permet alors d'évaluer la température de fonctionnement (température de saturation dans le réservoir) en fonction de la puissance appliquée, des températures de source froide et ambiante, ainsi que de la géométrie du système (notamment la hauteur entre l'évaporateur et le condenseur). La méthode de calcul est fortement itérative ; à partir du système d'équations, cette température de fonctionnement est en effet donnée par une fonction implicite des variables d'entrée. Les principales hypothèses de ce modèle sont de supposer des échanges de masse et de chaleur purement radiaux au sein de la mèche poreuse (l'évaporateur étant cylindrique) et le fluide toujours présent sous les deux phases liquide et vapeur à l'évaporateur et dans la chambre de compensation. Alors que les pertes de charge sont évaluées à partir de corrélations liées à des écoulements monophasiques, les échanges thermiques diphasiques sont estimés par la corrélation de Chato [Cha60], propre à la condensation en film. Enfin, des conditions de convection naturelle sont imposées pour évaluer les pertes avec l'environnement. Les résultats montrent une bonne estimation pour de fortes puissances, supérieures à 100 W, comparativement aux mesures tirées de deux différents dispositifs expérimentaux. L'avantage de ce modèle est également de considérer le front de condensation libre ; l'interface liquide/vapeur peut donc se situer dans la ligne vapeur, le condenseur ou la ligne liquide, suivant la puissance appliquée.

En 2003, Chuang [Chu03] développe son propre code à partir du modèle précédent. Il effectue ainsi les mêmes bilans d'énergie de chaque composant de la boucle (figure III.1). Ses principales hypothèses (comprenant celles du modèle de Kaya *et al.*) sont les suivantes :

- Les échanges au sein du poreux sont considérés uniquement radiaux.
- Le fluide est à saturation au sein de l'évaporateur et de la chambre de compensation.
- Les parois des conduites, étant d'épaisseur faible, sont négligées dans le calcul des échanges avec l'environnement, toujours considérés par convection naturelle.
- La surchauffe de la vapeur est prise en compte. A l'entrée du condenseur, on suppose que celle-ci est d'abord refroidie par chaleur sensible avant condensation.

Comme ses prédécesseurs, ce modèle se divise en deux parties : une partie pour l'analyse hydraulique (calculs des pertes de charge) et une seconde pour l'analyse thermique. Du point de vue hydraulique, Chuang compare cinq différentes corrélations de pertes de

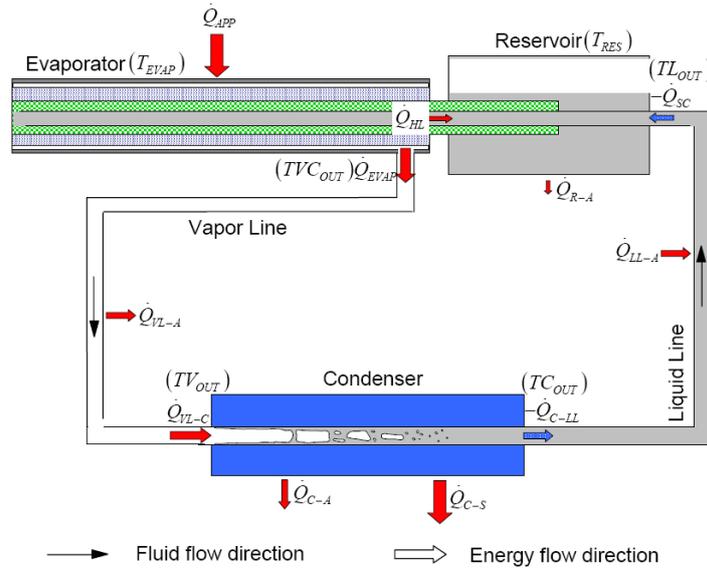


Figure III.1 – Schéma des bilans de flux au sein d’une LHP du modèle de Chuang [Chu03]

charge en situation d’écoulement diphasique : trois avec phases séparées et deux avec multiplicateurs diphasiques (Lockhart et Martinelli [LM49] et Friedel [Fri79]). Concernant la partie thermique, son modèle permet de prendre en compte ou non l’isolation du réservoir et de la ligne vapeur. Il introduit en outre un nouveau modèle de flux de fuite à l’évaporateur ainsi que le modèle de surchauffe de la vapeur, ce dernier étant empirique. Concernant les transferts de chaleur en diphasique, il compare quatre différentes corrélations : celles de Ananiev *et al.*, de Traviss *et al.* [TBR72], de Shah [Sha09] et une dernière avec multiplicateur diphasique basé sur un calcul de pertes de charges. Finalement, son modèle permet de simuler des élévations aussi bien positives que négatives. A partir de ces résultats (tableau III.1), il apparaît que l’influence des corrélations des pertes de charge en situation diphasique est principalement significative au niveau de la transition conductance variable - conductance fixe, alors que pour le coefficient de transfert, les effets se font surtout sentir en mode conductance fixe.

Table 6.3: Summary of the effect of various parameters on the performance of a LHP.

Parameter	Change of parameter	T_{SSOT}	Low \dot{Q}_{APP}	Medium \dot{Q}_{APP}	High \dot{Q}_{APP}	\dot{Q}_C	\dot{Q}_M
Sink temperature, T_{SINK}	↑	↑	●	●	●	↓	↓
Ambient temperature, T_{AMB}	↑	↑	●	●	○	↑	↑
Elevation (adverse: -, positive: +)	↑	↓	●	●	○	↓	↓
External thermal conductance of the condenser, $(h_c A_c / L)_c$	↑	↓	○	●	●	↑	↑
Axial heat leak, $\dot{Q}_{HL,A}$	↑	↑	●	●	○	↑	↑
Radial heat leak, $\dot{Q}_{HL,R}$	↑	↑	●	●	●	↑	↓
Inner two-phase heat transfer coefficient	↑	↓	○	●	●	↑	↑
Frictional two-phase pressure drop	↑	↑	○	●	●	↑	↓
Insulation of the Reservoir	—	↑ ($T_{SSOT} > T_{AMB}$) ↓ ($T_{SSOT} < T_{AMB}$)	●	●	○	—	—

↑: Increase, ↓: Decrease, ●: Strong influence, ●: Moderate influence, ○: Little influence, —: Not applicable.
 Low \dot{Q}_{APP} : 0 – 100 W, Medium \dot{Q}_{APP} : 100 – 400 W, High \dot{Q}_{APP} : 400 – 1000 W.
 \dot{Q}_C : Transition heat load between variable-conductance and fixed-conductance modes
 \dot{Q}_M : Heat load corresponding to the minimum steady-state operating temperature

Table III.1 – Synthèse des études paramétriques sur le modèle de Chuang [Chu03]

Toujours en 2003, Hamdan *et al.* [HGE03] établissent de leur côté un autre modèle analytique de LHP avec un évaporateur plat contenant une mèche poreuse en silicone. Dans leur analyse, ils distinguent trois principaux paramètres de conception indépendants : la masse totale de fluide, la température du condenseur et la puissance appliquée. Ils s'appuient en outre sur les hypothèses suivantes :

- Le réservoir est à l'équilibre sous les conditions de saturation.
- La condensation débute en entrée de condenseur, la désurchauffe de la vapeur étant négligée.
- Les changements de phase sont supposés isothermes et isobares.
- La mèche poreuse est saturée en liquide.
- Les lignes vapeur et liquide sont isolées.
- Les écoulements fluides sont supposés laminaires et incompressibles.

Le modèle est alors construit à partir des trois bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie de l'ensemble de la boucle. Avec l'utilisation de lois d'état et de l'équation de Clausius-Clapeyron pour fermer le modèle, les auteurs obtiennent un système de sept équations pour évaluer trois températures et deux masses volumiques dans l'ensemble évaporateur/réservoir, le débit masse et la fraction volumique de vapeur dans le réservoir. Compte tenu de la simplicité du modèle, celui-ci permet de prédire correctement le comportement global d'une LHP, même si la nécessité d'un modèle plus fin de mèche poreuse est mentionnée du fait de la grande épaisseur et de la faible conductivité thermique du matériau.

En 2007, Adoni *et al.* [AAJ⁺07] développent un modèle numérique capable de simuler le comportement thermohydraulique à la fois de CPLs et de LHPs. Leurs hypothèses sont sensiblement les mêmes que les précédentes, même s'ils ne prennent pas en compte la surchauffe de la vapeur et qu'ils considèrent un coefficient d'échange constant dans la zone de condensation. La principale originalité du modèle est qu'il permet de simuler le comportement d'une boucle avec un réservoir saturé ou non de liquide.

Un des derniers modèles analytiques de boucle est celui de Launay *et al.* en 2008 [LSB08]. Issu d'une simplification d'un modèle transitoire de LHP [LPDJ07] (cf. §1.2), celui-ci repose comme les autres modèles analytiques sur des bilans globaux d'énergie et de quantité de mouvement de la boucle, fermés par des lois d'état. Il suppose en outre le réservoir diphasique à tout instant, les écoulements incompressibles, les changements de phase isobares et néglige la surchauffe de la vapeur. Cependant, ce modèle a l'avantage de pouvoir effectuer des simulations pour différentes géométries d'évaporateur et pour différents fluides. Il a en outre démontré de bonnes capacités de prédictions pour la zone transition entre les modes de conductance fixe et variable.

L'un des derniers modèles permanents en date est celui de Lachassagne *et al.* [LBAR13]. L'objectif de ces travaux de modélisation concerne la description du fonctionnement de la boucle élaborée pour des applications terrestres et développée pour le domaine automobile : la « CPLIP 1.2 » (cf. I.6.3). Contrairement aux modèles numériques présentés précédemment, il s'appuie sur une discrétisation spatiale 1D du système, avec de l'ordre de 400 nœuds principalement localisés dans le condenseur. Les variables locales de calcul sont l'enthalpie massique, la température et la pression. Les principales hypothèses considèrent le fluide incompressible, le réservoir diphasique à tout instant et les écoulements diphasiques homogènes. Utilisant la méthode enthalpique pour gérer le changement de

phase (cf. §2 lors de la description du modèle), ce modèle a l'originalité de transcrire les équations bilan d'énergie et de quantité de mouvement sous forme de schémas électriques par analogie. N'ayant que pour seules conditions aux limites la puissance appliquée à l'évaporateur et les températures extérieure, de saturation du réservoir et de condenseur, le modèle nécessite cependant l'utilisation de deux conductances empiriques au réservoir et à l'évaporateur. Après validation avec de l'éthanol comme fluide de travail, les résultats numériques ont permis d'identifier trois principaux paramètres dimensionnant ce type de boucle : la position du condenseur, les dimensions de la ligne vapeur et la perméabilité de la mèche poreuse. Cette modélisation par méthode nodale a en outre l'avantage de laisser libre le front de condensation dans la boucle.

1.2 Modèles transitoires

La plupart des modèles simulant le régime permanent, présentés précédemment, sont des approches analytiques qui facilitent les études phénoménologiques globales des boucles diphasiques. Du fait du régime stationnaire, de nombreux phénomènes physiques, qui peuvent être dimensionnants, sont néanmoins négligés (démarrage, oscillations de pression, *etc*). Il est donc indispensable aujourd'hui de développer des modèles aptes à traduire précisément les comportements transitoires afin d'évaluer l'importance de ces phénomènes. Cependant, la complexité des couplages thermohydrauliques instationnaires interdisent l'approche analytique. Ainsi, les modèles transitoires de BFDPT ne sont apparus qu'avec les développements numériques récents. En outre, ces modèles, dont l'état de l'art est effectué ci-après, sont peu nombreux. En effet, beaucoup de modèles instationnaires se limitent à la représentation d'un élément, généralement l'évaporateur, pièce clé de la boucle [PBGJ96, Pra98, Coq06, KG06, Lou10]. Ceux-ci sont malheureusement incapables de rendre compte du comportement global de la boucle, mais peuvent néanmoins servir de référence dans la compréhension du fonctionnement instationnaire de l'élément. Parmi les modèles transitoires de BFDPT, on peut distinguer deux grands types d'approche : une première approche basée sur des bilans globaux des grandeurs hydrauliques et thermiques des différents sous-systèmes et une seconde passant par une discrétisation spatiale de la boucle ou de certains de ses éléments. L'avantage de la première méthode est qu'elle nécessite une puissance de calcul moindre car elle présente moins de variables numériques. Elle permet donc d'effectuer plus facilement une analyse phénoménologique sur le couplage des éléments de la boucle. Cependant, elle exige le plus souvent un travail précis de réécriture des équations de bilan, indispensable au bon déroulement des simulations numériques et simplifie en outre généralement la géométrie réelle du système. La seconde méthode, quant à elle, obligatoirement plus « gourmande » en puissance numérique du fait de la discrétisation, permet de minimiser le nombre de paramètres déterminés empiriquement. De plus, elle présente l'avantage de pouvoir utiliser les équations de conservation sous leur forme directe, sans réécriture, et ainsi effectuer des analyses quantitatives des phénomènes (pertes de charge, flux de chaleur, *etc*) plus facilement. Ces deux approches sont donc complémentaires pour accéder à une meilleure compréhension du comportement transitoire d'une BFDPT et ont ainsi été développées en parallèle durant la dernière décennie, comme va l'exposer maintenant plus en détails l'état de l'art.

1.2.1 Modèle de Pouzet *et al.* [PJP⁺04]

Dans l'ordre chronologique, le modèle instationnaire de boucle le plus complet est celui de Pouzet *et al.* [PJP⁺04], appliqué à une CPL. Celui-ci introduit des paramètres

globaux pour chacun des sous-systèmes (figure III.2) reliés par des sous-modèles globaux (condensation) ou élémentaires (interface de vaporisation) des phénomènes, auxquels sont appliquées les trois lois de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie.

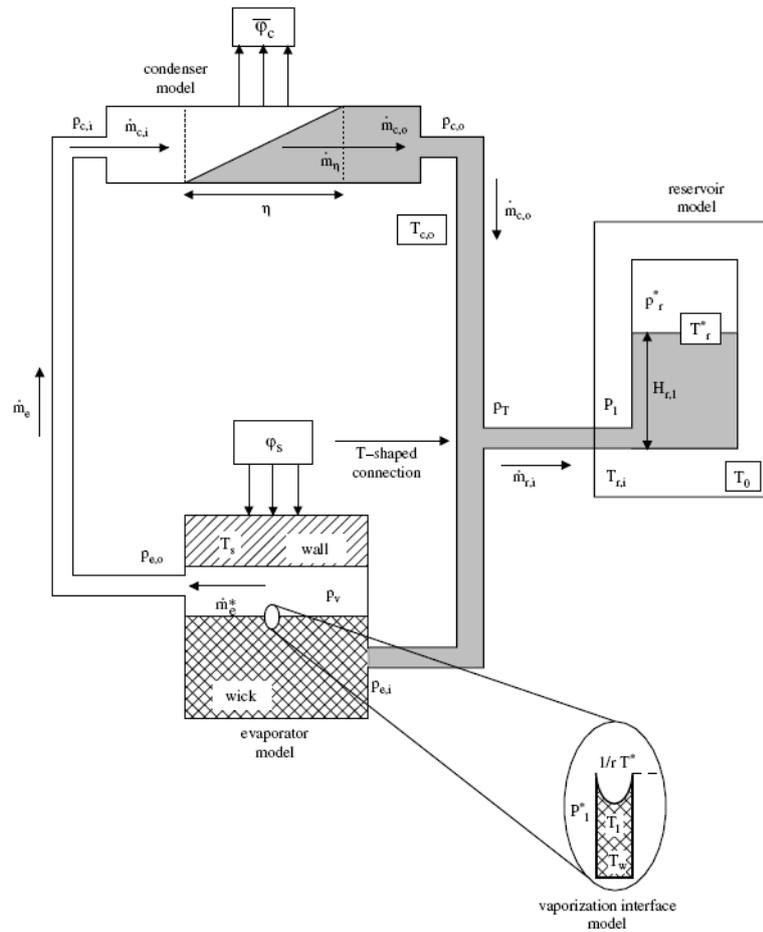


Figure III.2 – Schéma du modèle de CPL par Pouzet *et al.* [PJP⁺04]

Par l'intermédiaire de travaux précédents [PBGJ96], le modèle d'évaporateur permet d'évaluer les variations de l'interface de vaporisation à partir de deux variables d'état : la courbure du ménisque et la température à l'interface. Cette représentation s'appuie sur l'hypothèse que l'interface est capable de s'adapter instantanément aux contraintes imposées par la boucle et est localisée à la surface de la mèche poreuse.

Le modèle de ligne vapeur suppose que le fluide y est uniquement sous forme de vapeur incompressible et isotherme. Ainsi l'interface de condensation est obligatoirement située au sein du condenseur, ce qui empêche ce modèle de représenter entre autres les phases de démarrage de la boucle.

Le condenseur est quant à lui divisé en trois régions : la zone de désurchauffe de la vapeur, la zone de condensation et enfin celle de sous-refroidissement du liquide. Ce modèle s'appuie sur les principales hypothèses suivantes :

- La condensation est supposée complète pour que la longueur de condensation soit finie : le condenseur est surdimensionné.
- En accord avec les résultats expérimentaux de Wedekind et Bhatt [BW80b, BW80a], la fraction volumique de vapeur dans la zone diphasique est considérée constante et

la densité de flux de chaleur entre le fluide et le condenseur y est considérée uniforme et constante.

- La masse volumique de vapeur dans les zones vapeur et diphasique est considérée uniforme.

Le modèle de la ligne liquide suppose le fluide incompressible et néglige les pertes de charge par frottement visqueux devant les effets inertiels. Cependant, il prend en compte les échanges thermiques avec l'environnement et le réservoir.

Finalement, le modèle de réservoir, qui joue un rôle important dans la stabilité du comportement thermohydraulique de la boucle, est réduit à l'évaluation des variables d'état suivantes : la hauteur de liquide contenue dans le réservoir, sa température de saturation et les pressions d'entrée et de l'interface liquide/vapeur. Il s'appuie sur les hypothèses suivantes :

- Le liquide et la vapeur sont supposés incompressibles et à température de saturation.
- L'interface liquide/vapeur est gouvernée par l'équation de Clausius-Clapeyron.
- La géométrie cylindrique du réservoir est prise en compte dans les variations de la hauteur du liquide.
- L'énergie cinétique et les effets de dissipation visqueuse sont négligés devant le changement de phase et les échanges par conduction au sein des deux phases.
- Les échanges thermiques avec le thermostat externe sont modélisés par un coefficient de transfert empirique.

Comparés avec les résultats expérimentaux de leur propre dispositif de CPL avec évaporateur cylindrique, les résultats numériques mettent en avant une bonne évaluation des phénomènes à partir d'un régime établi, c'est-à-dire lors de simulations d'échelons de puissance. Le modèle est cependant incapable de simuler les phases de démarrage, la phase vapeur étant supposée présente à tout moment dans la ligne vapeur. Il a néanmoins permis de décrire et comprendre le comportement d'une CPL lors de l'application d'un échelon de puissance, explicité lors de la présentation de ce type de boucle au paragraphe I.4.2.3. Il a également mis en évidence que le comportement oscillatoire des pressions est d'amplitude plus grande (presque le double) au condenseur qu'à l'évaporateur pour un même type de contraintes. Cette observation encourage les auteurs à penser que la source des oscillations vient de l'interface libre de condensation. En outre, les résultats numériques et expérimentaux prouvent que le couplage réservoir/condenseur est au cœur des instabilités de basse fréquence observées en températures et pressions.

1.2.2 Modèle de Launay *et al.* [LPDJ07]

En 2007, Launay *et al.* [LPDJ07] reprennent le modèle précédent pour l'appliquer à une LHP. On retrouve ainsi les sous-systèmes suivants, représentés par des variables globales reliées par les lois de conservation : le fluide dans la chambre de compensation, les parois d'évaporateur et de réservoir, le fluide dans le condenseur et celui dans les lignes liquide et vapeur (figure III.3).

Avec les principales hypothèses que la chambre de compensation contient du fluide à l'état de saturation à tout instant et que la mèche poreuse et les cannelures de l'évaporateur sont respectivement remplies de liquide et de vapeur, le sous-modèle de l'ensemble réservoir/évaporateur fait intervenir cinq résistances thermiques :

- R_{vap} : résistance radiale entre la source de puissance appliquée et l'interface liquide/vapeur située en surface de mèche. Cette résistance modélise les transferts par conduction dans la culasse et dans la mèche poreuse jusqu'à l'interface ainsi que le changement de phase. Ce dernier étant difficile à évaluer du fait de la récession du

peur, le front de condensation n'arrive pas à trouver une position stable entre la sortie du condenseur et l'entrée du réservoir. Le phénomène est donc purement hydraulique et rapide, et a de ce fait peu d'impact sur les valeurs absolues des températures. En diminuant la charge thermique, on observe sur la figure III.4a que ces oscillations sont peu à peu atténuées, le front de condensation étant de nouveau dans le condenseur.

Le second type d'oscillations correspond quant à lui au mode de conductance variable et implique des oscillations de basse fréquence mais de grande amplitude (figure III.4b). S'appuyant sur les travaux de Ku et Rodriguez [KR03], les auteurs mentionnent le couplage évaporateur/réservoir à l'origine de ce phénomène. En effet, à faible puissance, la capacité thermique de l'évaporateur module le flux net entrant en stockant l'énergie lorsque la température de la chambre de compensation augmente. À l'inverse, elle libère de l'énergie lorsque cette température diminue. Ce changement de flux de chaleur net reçu par l'évaporateur conduit donc aux variations de température au réservoir, qui amplifient de leur côté la modulation de ce flux par la masse thermique de l'évaporateur. La charge thermique effective reçue et transférée par la boucle varie donc entre deux valeurs minimale et maximale, encadrant la puissance réellement appliquée.

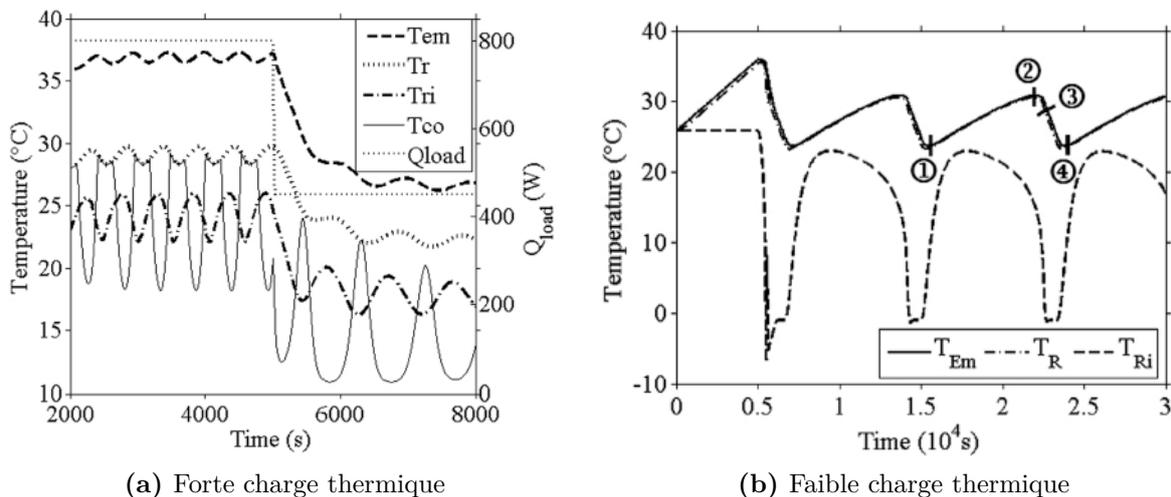


Figure III.4 – Oscillations de température d'une LHP [LPDJ07]

1.2.3 Modèle de Kaya *et al.* [KPGT08]

En 2008, Kaya *et al.* [KPGT08] propose un nouveau type de modèle transitoire de boucle LHP basé sur la méthode nodale ; le but étant d'utiliser un minimum de paramètres déterminés expérimentalement. Le principe du modèle est de résoudre simplement les équations de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie à partir d'une discrétisation 1D des lignes de transport, du condenseur et de la chambre de compensation. En outre, le fluide est considéré newtonien compressible. Un modèle homogène pour les écoulements diphasiques est adopté : les phases liquide et vapeur sont alors supposées de vitesses égales et parfaitement mélangées. Pour une meilleure convergence numérique, un maillage décalé est construit (figure III.5). Ainsi, alors que les bilans de masse et d'énergie sont résolus pour les nœuds des éléments de volume, les bilans de quantité de mouvement sont résolus pour les jonctions. Les variables de calculs utilisées sont alors les débits masse, les pressions et les enthalpies massiques. Les corrélations utilisées pour les

coefficients de transfert par convection pour les écoulements monophasiques et diphasiques sont respectivement celles de Dittus-Boelter et de Traviss *et al.* [TBR72].

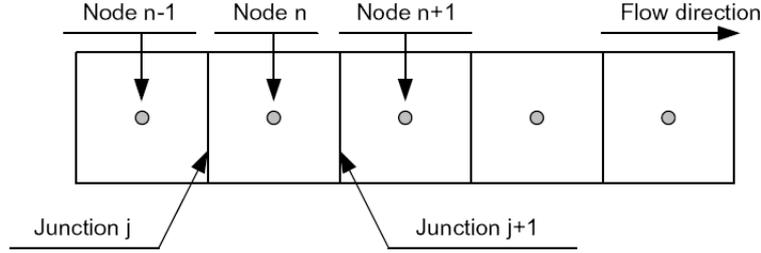


Figure III.5 – Maillage décalé du modèle de Kaya *et al.*[KPGT08]

Du fait de sa géométrie circulaire, l'évaporateur est discrétisé par un maillage annulaire. En supposant que la mèche poreuse est remplie de liquide et qu'il n'y a pas d'ébullition en son sein, la température de chaque nœud est évaluée à chaque pas temporel d'intégration. Dans ce modèle, la charge thermique appliquée à l'évaporateur se divise en deux flux parallèles : celui allant de la culasse à la mèche et celui permettant la surchauffe de la vapeur au sein des cannelures.

La singularité de ce modèle est qu'il peut modéliser les phases de démarrage, contrairement aux modèles présentés précédemment. En introduisant une surchauffe de démarrage $\Delta T_{startup}$, évaluée empiriquement et variant entre 0 et 2.9°C pour leur système, les auteurs amorcent la génération du débit à partir de cette valeur pour simuler les effets de l'évaporation en milieu confiné (cf. §I.3.2.2) :

$$\begin{cases} \dot{m}_{evap} = 0 & \text{si } \Delta T_{ev-cc} \leq \Delta T_{startup} \\ \dot{m}_{evap} = \frac{\dot{Q}_{c-w} - \dot{Q}_0}{h_{lv}} & \text{si } \Delta T_{ev-cc} > \Delta T_{startup} \end{cases} \quad (\text{III.1})$$

Dans cette équation, ΔT_{ev-cc} correspond à la différence de températures entre les culasses de l'évaporateur et du réservoir. \dot{Q}_{c-w} et \dot{Q}_0 représentent, respectivement, le flux de chaleur transmis de la culasse de l'évaporateur vers la mèche poreuse et le flux de chaleur traversant le premier volume de la discrétisation du poreux.

A partir d'une initialisation à température ambiante pour une répartition de masse donnée, le système d'équations différentielles obtenu est résolu par méthode DASSL³ avec un solveur implicite et multi-pas. Celui-ci adapte en outre lui-même l'ordre et le pas de temps à chaque itération.

La validation du modèle est effectuée à partir d'un dispositif expérimental de couple ammoniac/acier inoxydable avec des tests en milieu ambiant et sous vide. Dans les deux cas, les résultats numériques prédisent raisonnablement bien les phases transitoires, bien que le temps de réponse numérique soit toujours plus rapide que celui observé expérimentalement. Les phases de démarrage à forte puissance sont bien reproduites (figure III.6a), ce qui n'est pas le cas des démarrages à faible puissance (figure III.6b). Dans ce dernier cas, la principale difficulté est alors d'estimer l'état du fluide dans le corps et les cannelures de l'évaporateur.

3. Differential Algebraic System SoLver

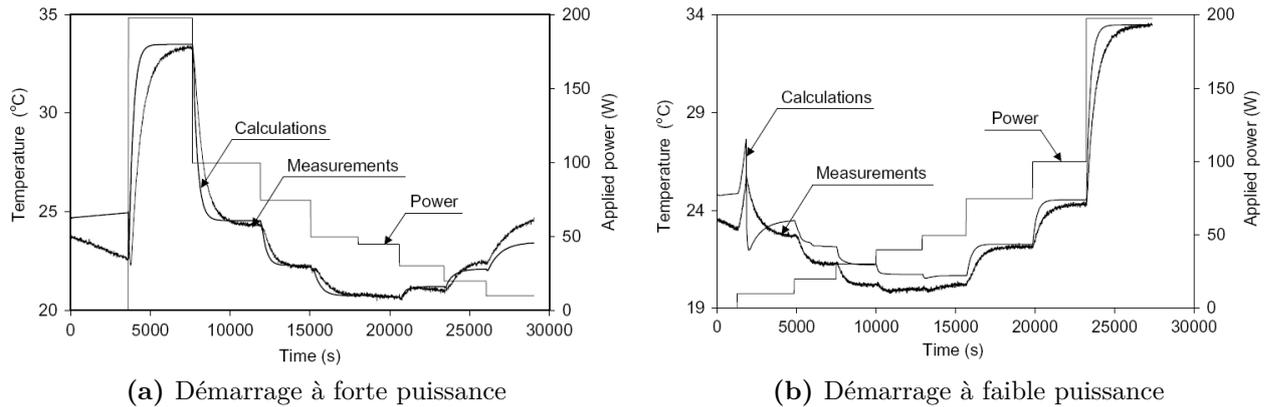


Figure III.6 – Comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques de la température de paroi de réservoir de Kaya *et al.* [KPGT08] lors de tests en milieu ambiant

1.2.4 Modèle de Vlassov et Riehl [VR08]

La même année, Vlassov et Riehl [VR08] proposent également un modèle de leur LHP à application spatiale. Alors que le condenseur et les lignes de transport sont soumis à une discrétisation spatiale, un réseau global thermique équivalent est construit pour l'ensemble réservoir/évaporateur.

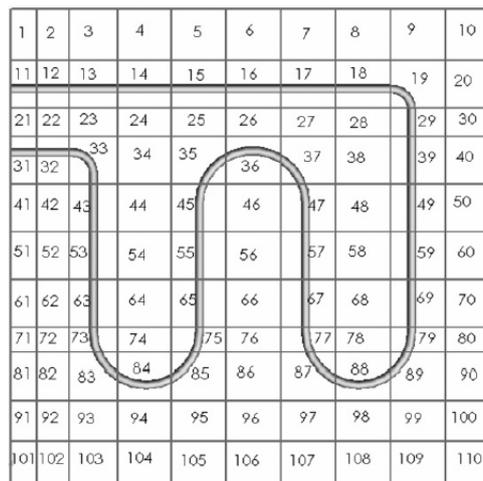


Figure III.7 – Discrétisation de l'assemblage condenseur/radiateur du modèle de Vlassov et Riehl [VR08]

Au condenseur, la géométrie du radiateur du dispositif expérimental est également modélisée. Celui-ci est discrétisé en 110 volumes élémentaires, la conduite du condenseur étant connectée à 39 d'entre eux (figure III.7). Dans cette conduite, le régime est considéré annulaire lors de l'écoulement diphasique et la gravité est supposée ne pas perturber le film de condensation axialement. Pour chaque élément de volume, le débit de liquide est évalué par intégration du profil de vitesse sur l'épaisseur de film δ pour un champ de pression donné. Les pertes de charge dans la phase vapeur sont évaluées à partir des contraintes tangentielles entre les deux phases et les pressions locales dans le liquide et la vapeur sont reliées par la pression capillaire. En introduisant en outre les différents bilans de masse et de quantité de mouvement, les auteurs aboutissent à un système de six

équations hydrauliques pour chaque élément de volume, avec pour variables de calcul les pressions et débits du liquide et de la vapeur, ainsi que l'épaisseur et la vitesse de film. Les bilans d'énergie de l'ensemble de la discrétisation de la figure III.7 permettent d'évaluer en outre le flux de condensation, ainsi que les températures de chaque volume.

La discrétisation des lignes vapeur et liquide s'appuie respectivement sur 40 et 60 volumes. Leur représentation thermique s'appuie sur un modèle dit « universel », englobant des écoulements purement monophasique ou diphasique (formation de film liquide). Elle utilise bien sûr les bilans d'énergie avec pour variable l'enthalpie, comme pour le modèle de Kaya *et al.*. Les corrélations nécessaires pour calculer les coefficients de transfert par convection en écoulement monophasique et diphasique sont respectivement celles de Petukhov *et al.* et Shah [Sha09].

Enfin le modèle de l'assemblage réservoir/évaporateur est décrit à partir d'une modélisation nodale plus macroscopique des phénomènes et utilise ainsi un réseau thermique équivalent (figure III.8). A cause de cela, de nombreux paramètres ont été déterminés expérimentalement (notamment les conductances thermiques introduites dans le réseau équivalent) :

- $G_{w,e}$: conductance entre la culasse et l'interface liquide/vapeur de l'évaporateur.
- $G_{w,r}$: conductance de conduction entre les culasses d'évaporateur et de réservoir.
- $G_{if,r}$: conductance entre la culasse et l'interface liquide/vapeur du réservoir.
- $G_{if,if}$: conductance entre les deux interfaces liquide/vapeur à travers la mèche poreuse.
- ζ_e : fraction de l'enthalpie du liquide sous-refroidi allant à l'évaporateur (la fraction restante allant au réservoir).

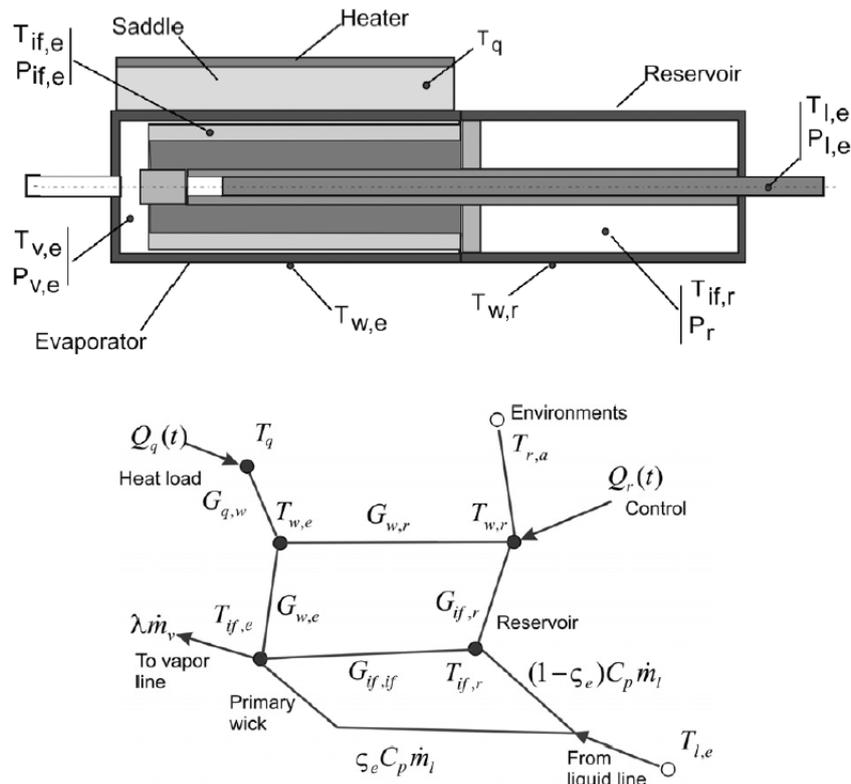


Figure III.8 – Croquis et réseau thermique équivalent de l'ensemble réservoir/évaporateur de Vlassov et Riehl [VR08]

Toujours à cause de cet empirisme, les auteurs préviennent que le modèle ne peut simuler que certains scénarios de démarrage pour lesquels l'hypothèse principale est que le poreux est rempli de liquide.

Comparativement aux résultats expérimentaux, le modèle montre de bonnes capacités à reproduire les phases transitoires mais l'erreur sur les valeurs des températures en régime permanent n'est pas négligeable. Après leur validation, on peut finalement noter que les auteurs se focalisent sur le comportement de leur LHP dans un milieu microgravitaire en vue de son application spatiale.

1.2.5 Modèle de Nishikawara *et al.* [NNK13]

Récemment, en 2013, Nishikawara *et al.* [NNK13] utilisent également une discrétisation spatiale des lignes vapeur et liquide et du condenseur, tout en modélisant globalement leur évaporateur cylindrique (figure III.9).

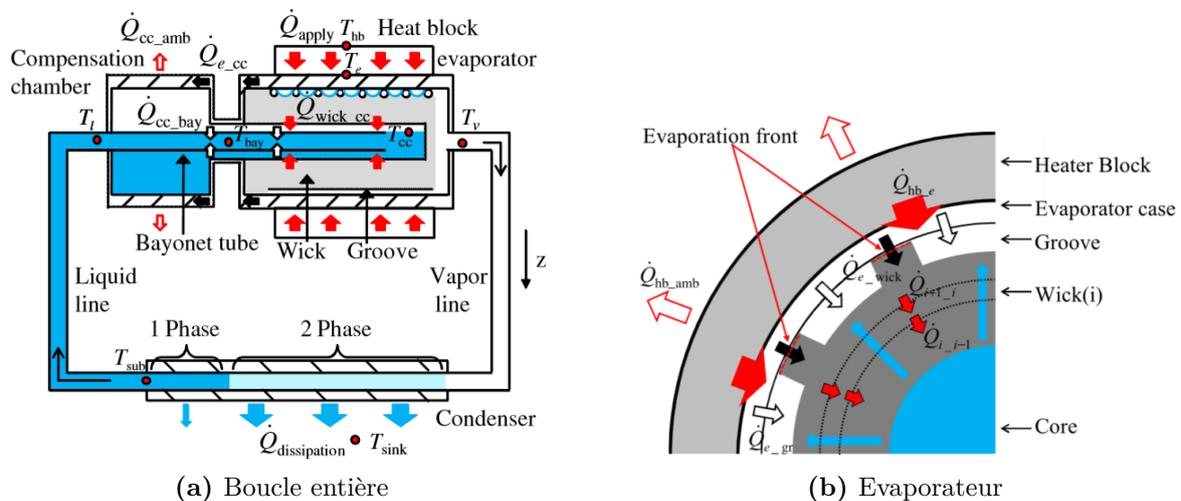


Figure III.9 – Modèle de Nishikawara *et al.* [NNK13]

Sous l'hypothèse de fluide incompressible et visqueux, en supposant l'écoulement diphasique homogène et en négligeant les termes inertiels, les équations d'énergie et de quantité de mouvement sont écrites pour chaque nœud de la discrétisation des conduites en fonction des contraintes de cisaillement. Alors que des corrélations classiques sont adoptées pour les écoulements monophasiques, la méthode de Lockhart-Martinelli [LM49] est utilisée pour les écoulements diphasiques.

Même si la description reste globale, le modèle de l'ensemble chambre de compensation/évaporateur est néanmoins plus détaillé que celui du modèle de Vlassov et Riehl [VR08]. En effet, la mèche poreuse est ici discrétisée radialement afin d'évaluer plus précisément les échanges au niveau du front d'évaporation.

En outre, les auteurs distinguent de nombreux flux de chaleur sur l'ensemble réservoir/évaporateur :

- \dot{Q}_{e_cc} : conduction à travers le bâti entre l'évaporateur et le réservoir,
- \dot{Q}_{cc_bay} : échanges thermiques dans, à travers et autour de la baïonnette,
- \dot{Q}_{cc_amb} : convection naturelle entre le bâti du réservoir et l'ambiance,
- \dot{Q}_{sub} : advection dans la baïonnette,
- \dot{Q}_{wick_cc} : pertes de flux de chaleur de l'évaporateur vers le réservoir,
- conduction et advection dans la mèche poreuse,

- changement de phase à la surface de la mèche,
- \dot{Q}_{e_wick} : contact entre la mèche et le bâti de l'évaporateur,
- \dot{Q}_{e_gr} : convection forcée dans les cannelures vapeur,
- \dot{Q}_{hb_amb} : convection naturelle entre le bâti de l'évaporateur et l'ambiance,
- \dot{Q}_{hb_e} : contact entre le bâti de l'évaporateur et le bloc de chauffe.

Pour finir avec la description de ce modèle, le débit, supposé uniforme dans toute la boucle du fait de l'hypothèse de fluide incompressible, est calculé à partir de l'échange entre les températures de saturation T_{sat} et de bâti T_e de l'évaporateur par l'équation :

$$\dot{m}h_{lv} = h_{evap}A_{e_wick}(T_e - T_{sat}) \quad (\text{III.2})$$

Dans cette équation, le coefficient de transfert h_{evap} est empiriquement recalé à partir de résultats expérimentaux effectués sur une mini-LHP avec l'éthanol ou l'acétone comme fluide de travail.

La comparaison avec les données expérimentales montre une bonne estimation des températures lors d'échelons de puissance. Cependant, les simulations numériques prédisent des « overshoots » de ces températures durant les phases transitoires, mais qui ne sont pas observés expérimentalement. Les auteurs expliquent que la masse thermique de l'ensemble réservoir/évaporateur est sous-estimée et que les transferts internes sont trop approximativement évalués.

1.2.6 Modèles transitoires de boucles pour applications terrestres

Le développement des prototypes expérimentaux de BFDPT à applications terrestres, présentés en fin de chapitre I, a amené à celui de modèles thermohydrauliques transitoires de ce nouveau genre de boucle. Ainsi, les deux types de modélisation présentés précédemment, par sous-systèmes ou par discrétisation spatiale, ont été appliqués pour décrire le fonctionnement de ces systèmes.

Kaled *et al.* [KDP⁺12] utilisent une modélisation globale par sous-systèmes, en s'inspirant des modèles de Pouzet *et al.* [PJP⁺04] et Launay *et al.* [LPDJ07] afin de décrire le comportement du prototype « CPLIP 1.2 » (cf. I.6.3) développé par Lachassagne *et al.* [LARB12]. Du fait de la conception particulière de cette boucle, permettant une régulation externe du réservoir comme les CPLs, les auteurs supposent une température de saturation (et donc une pression) constante dans cet élément. Les modèles de condenseur et de ligne vapeur sont simplifiés, comme pour Launay *et al.*, en négligeant la surchauffe de la vapeur. Le comportement du condenseur et du liquide est alors modélisé par le calcul des variations de la longueur diphasique au condenseur et du débit de liquide à sa sortie. Finalement, la représentation de l'évaporateur est basée sur un modèle capacitif du corps de cet élément, à travers lequel la puissance de chauffe $\dot{Q}_{chauffe}$ arrive jusqu'à l'interface de vaporisation en surface de mèche. Ce modèle permet ainsi de déterminer le débit masse de vaporisation \dot{m}_v et la température moyenne de paroi d'évaporateur T_m par :

$$\begin{cases} (\rho c p \Omega)_m \frac{dT_m}{dt} = \dot{Q}_{chauffe} - G_{eq}(T_m - T_v) \\ \dot{m}_v = \frac{G_{eq}(T_m - T_v)}{h_{lv} + c p_l(T_v - T_l)} \end{cases} \quad (\text{III.3})$$

La température de la vapeur T_v , correspondant à la température de saturation de l'évaporateur, est évaluée à partir de la formule de Clapeyron en fonction de la température

de saturation au condenseur et des pertes de charge dans la ligne vapeur. La conductance équivalente G_{eq} est évaluée empiriquement.

Après un recalage supplémentaire par les données expérimentales du coefficient de transfert de chaleur au niveau de la zone de condensation, le modèle montre une bonne prévision des données thermohydrauliques lors d'une hausse ou d'une baisse de puissance à l'évaporateur en régime nominal, notamment des « overshoots » (ou « undershoots ») de débit de liquide.

Par une étude de sensibilité, les auteurs montrent finalement à partir de ce modèle une forte influence de l'inertie du liquide sur la dynamique hydraulique de la boucle, notamment sur les pics transitoires de pressions.

Finalement, une étude mathématique portant sur les temps de réponse caractéristiques du système d'équations régissant le modèle permet d'apprécier l'influence du coefficient d'échange de condensation et de l'épaisseur du bâti de l'évaporateur. Cette étude révèle que sur toute la gamme des paramètres explorés le système possède des propriétés intrinsèques pseudo-périodiques, et ce même avec une grande inertie thermique.

En 2011, Delalandre [Del11] développe, à partir du modèle permanent de Lachasagne [LBAR13], un modèle à la base du travail numérique de cette thèse, basé sur l'étude du prototype CPLIP 1.2. Ce modèle s'appuie ainsi sur une discrétisation spatiale 1D du système par application de la méthode nodale, sous l'hypothèse de fluide homogène.

Dans ses travaux, il commence par considérer uniquement les effets transitoires thermiques, la dynamique hydraulique étant ainsi négligée dans un premier temps. Les variables de calcul en chaque nœud de fluide sont alors la pression et l'enthalpie massique (plutôt que la température pour gérer le changement de phase - cf. §2) et le fluide est supposé incompressible. Malgré de fortes hypothèses, ce modèle transitoire thermique retranscrit de façon correcte le champ de températures du système. Il a en outre permis d'identifier et/ou d'affirmer des comportements de la CPLIP issus de phénomènes purement thermiques :

- Aucune influence de l'altitude du condenseur et une influence mesurée de la température de consigne sur la réponse transitoire sont révélées.
- Un découplage entre source chaude et source froide est vérifié et résulte de l'évolution entre le flux de fuite⁴ et le flux évaporé.
- Le rôle prépondérant de la masse thermique de l'évaporateur sur l'évolution du débit d'évaporation : plus cette masse est importante, plus la variation de ce débit est sévère. Un compromis doit donc être trouvé pour minimiser cette inertie thermique, tout en évitant d'impliquer des désamorçages lors d'applications sévères nécessitant une capacité thermique plus importante.

Cependant, ce premier modèle est apparu trop restrictif pour retranscrire le comportement hydraulique de la boucle. Ainsi, un second modèle thermohydraulique a été mis en place. Toujours avec l'hypothèse de fluide homogène, celui-ci prend en compte à la fois la dynamique hydraulique et la compressibilité du fluide. Une variable supplémentaire apparaît alors en chaque nœud : le débit masse (cf. §2). Ce modèle permet alors de retranscrire le comportement transitoire global de la boucle soumise à une rampe (croissante ou décroissante) de puissance dissipée. Toutefois, la précision des estimations des grandeurs hydrauliques (pics de débits et de pression) se dégrade lorsque la sévérité de la rampe augmente. Malgré cette validation partielle, ce modèle thermohydraulique transitoire a

4. Flux de chaleur nécessaire à l'élévation de la température du liquide entrant dans l'évaporateur jusqu'à la température de saturation au sein de la mèche poreuse

mis en exergue quelques résultats, notamment l'influence considérable des phénomènes hydrauliques sur la phase liquide (« overshoots »). Néanmoins, il semble indispensable de raffiner la modélisation dans les zones stratégiques, comme le réservoir ou le condenseur, afin d'améliorer la retranscription numérique du comportement du système, et ce quelle que soit la sollicitation. C'est dans cette optique que les travaux numériques dédiés à cette thèse ont été menés et sont maintenant présentés.

2 Description du modèle

A partir des développements de Lachassagne [LBAR13] et Delalandre [Del11], l'approche de modélisation choisie s'appuie sur une méthode nodale par discrétisation spatiale 1D du système (figure III.10). Les bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie sont alors effectués sur chaque élément de volume, ou nœud. La particularité de cette modélisation est qu'elle s'appuie sur une retranscription des équations de conservation sous forme de réseaux électriques par analogie (cf. paragraphes suivants). ESACAPTM, un solveur dédié à la résolution de systèmes électriques, est ainsi employé afin d'effectuer les simulations numériques. Les variables d'entrée du modèle sont alors :

- la puissance imposée sur chaque évaporateur \dot{Q}_{evap} ,
- la température de référence au réservoir T_{ref} ,
- la température de source froide en sortie⁵ de condenseur T_{II} ,
- et la température ambiante T_{ext} .

Pour une description plus détaillée sur la méthode nodale et l'analogie thermique/électrique, ainsi que sur le formalisme du logiciel ESACAPTM, le lecteur peut se référer à l'annexe D.

On se propose ci-après de décrire uniquement le modèle réalisé permettant de représenter le fonctionnement de la boucle avec un seul évaporateur soumis à un échelon de puissance en régime établi. Afin de ne pas alourdir cette présentation, les développements du modèle permettant de traiter le fonctionnement de la boucle avec plusieurs évaporateurs et au démarrage seront présentés et étudiés respectivement aux chapitres VI et VII.

2.1 Hypothèses

Comme l'ensemble des modèles présentés lors de l'état de l'art, la présente modélisation s'appuie sur un certain nombre d'hypothèses :

- Le fluide est considéré compressible.
- La vapeur est supposée être un gaz parfait.
- Les écoulements diphasiques sont considérés homogènes. Cette hypothèse sera explicitée au paragraphe 2.2.1.
- La résistance de conduction radiale dans les conduites en acier inox est négligée⁶.
- La partie haute du réservoir est supposée diphasique à tout instant. De plus, la vapeur y est considérée à saturation.
- L'écoulement dans le milieu poreux de l'évaporateur est considéré établi et unidirectionnel, s'effectuant dans la direction de l'épaisseur de la mèche. En outre, celle-ci est supposée remplie de liquide à tout instant, ce qui impose, d'un point de vue hydraulique, la localisation de l'interface liquide/vapeur en surface de mèche.

5. L'échangeur étant à contre-courant

6. Justifié par calcul du nombre de Biot ($Bi = he/\lambda_s \ll 1$)

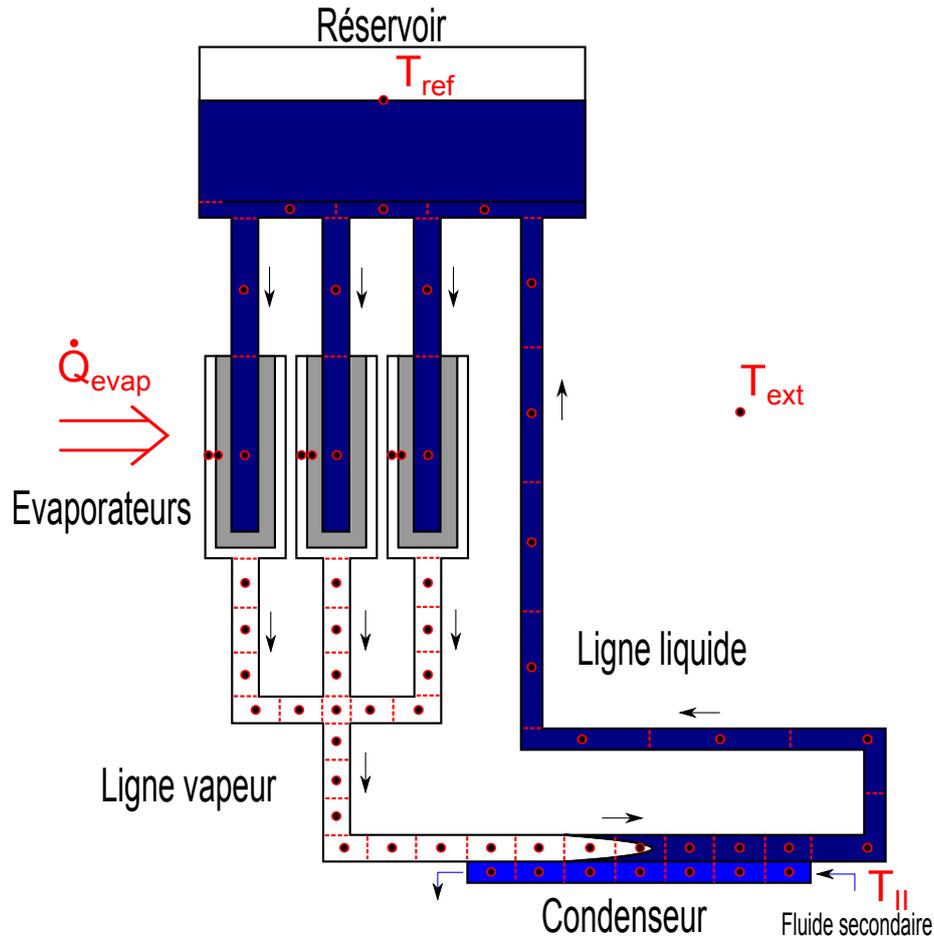


Figure III.10 – Schéma des nœuds fluide et des variables d'entrée du modèle de CERBERE

2.2 Méthodologie

2.2.1 Gestion du changement de phase

La plupart des approches de modélisation thermique s'appuie sur l'utilisation de la température comme variable de l'équation d'énergie. Cependant, dans le cas d'un changement de phase, la température ne peut plus définir l'état physique du fluide : une discontinuité des propriétés thermophysiques apparaît avec la température de saturation (figure III.11a). En préférant l'enthalpie massique comme variable, ce problème n'existe plus (figure III.11b).

Grâce à l'hypothèse de fluide homogène, les différentes propriétés du fluide peuvent être évaluées comme fonctions de la fraction massique de vapeur x , définie par la formulation de McAdams :

$$\begin{cases} \text{si } h < h_{l,sat}(P), & x = 0 & \text{(liquide)} \\ \text{si } h_{l,sat}(P) \leq h \leq h_{v,sat}(P), & x = \frac{h - h_{l,sat}(P)}{h_{v,sat}(P) - h_{l,sat}(P)} & \text{(diphasique)} \\ \text{si } h > h_{v,sat}(P), & x = 1 & \text{(vapeur)} \end{cases} \quad (\text{III.4})$$

Dans la littérature, on trouve de nombreux modèles pour les propriétés thermodynamiques d'un mélange homogène. Pour la masse volumique ρ , l'expression (III.5) suivante,

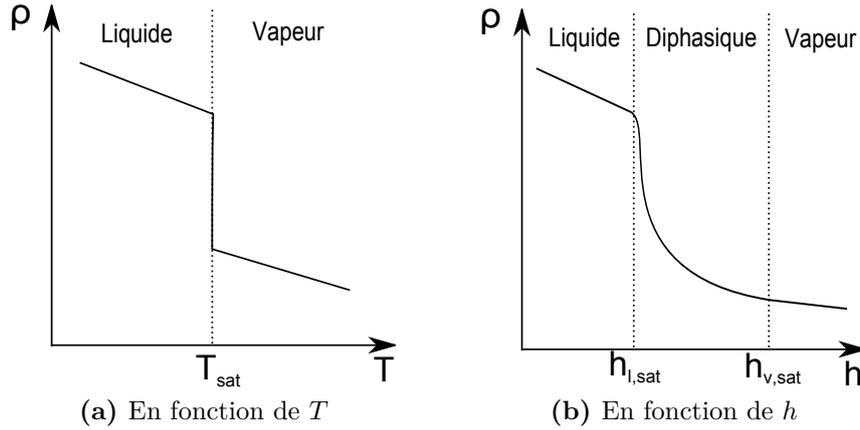


Figure III.11 – Représentation simplifiée de ρ en fonction des variables d'énergie (à pression constante)

provenant de la conservation de la masse du mélange, est généralement adoptée :

$$\frac{1}{\rho} = \frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l} \quad (\text{III.5})$$

Concernant la conductivité thermique λ ou la viscosité dynamique μ , le choix est plus difficile et varie, selon la littérature, du modèle « parallèle » au modèle « série ». Par exemple, pour μ , on trouve les expressions de McAdams, de Cicchitti ou encore de Dukler (relations (III.6)).

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{\mu} = \frac{x}{\mu_v} + \frac{1-x}{\mu_l} \quad (\text{McAdams}) \\ \mu = x\mu_v + (1-x)\mu_l \quad (\text{Cicchitti}) \\ \mu = \frac{\frac{x}{\rho_v}\mu_v + \frac{1-x}{\rho_l}\mu_l}{\frac{x}{\rho_v} + \frac{1-x}{\rho_l}} \quad (\text{Dukler}) \end{array} \right. \quad (\text{III.6})$$

A partir de simulations paramétriques (cf. annexe G), il s'est avéré que seul le modèle de masse volumique ρ avait un réel impact sur la réponse thermodynamique du modèle. Les modèles de conductivité thermique λ et de viscosité dynamique μ ont en effet une influence peu significative sur le comportement transitoire, et relativement faible sur le régime permanent (différence d'une dizaine de Pa sur les pertes de charge en diphasique).

Dans la suite, le choix s'est porté sur la relation (III.5) pour le modèle de masse volumique. En effet, semblant être plus « physique » (car provenant directement de la conservation de la masse), celui-ci a donné en outre de meilleurs résultats comparativement aux données expérimentales⁷. Pour les autres propriétés, la relation de type « Cicchitti » (cf. expressions (III.6)) a été adoptée.

Quel que soit le modèle en mélange diphasique, chaque propriété thermodynamique est en tout cas évaluée à partir de la pression et de l'enthalpie massique, que le fluide soit sous l'état vapeur, liquide ou diphasique. Pour ce faire, des tables 2D des différentes propriétés ont été construites à partir des tables « classiques » (cf. annexe E). De même,

7. C'est donc le meilleur compromis dès lors que le choix s'est porté sur l'utilisation d'un modèle homogène. La principale critique pourra donc être faite sur ce choix, par rapport à la prise en compte de la séparation des phases et leur cartographie d'écoulements, que sur ces modèles de propriétés. Rappelons que le fluide est considéré homogène pour répondre à une modélisation de type systémique.

pour déterminer le champ de températures du fluide, une dernière table donnant T en fonction de h et P est construite.

2.2.2 Discrétisation et équations bilans

La méthode nodale utilisée s'appuie sur une discrétisation 1D par volumes finis du système. Cependant, celle-ci est un peu particulière, puisqu'elle utilise deux maillages décalés, à l'instar du modèle de Kaya *et al.* [KPGT08] (cf. §1.2.3). Sur la figure III.12, le maillage rouge (lignes continues, nœuds « i ») est utilisé pour effectuer les bilans de masse et d'énergie, tandis que le maillage bleu (lignes pointillées, nœuds « k ») est utilisé pour les bilans de quantité de mouvement.

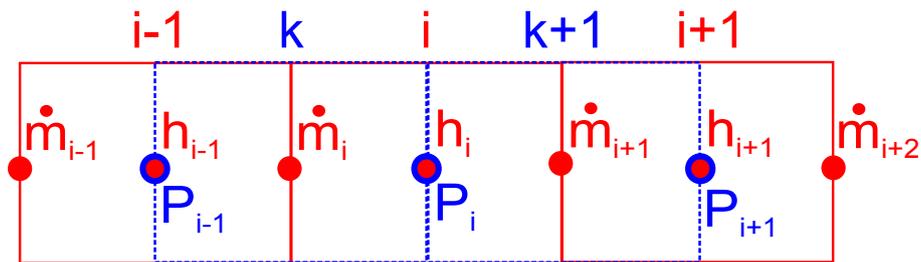


Figure III.12 – Maillages et positions des variables

Même si cette discrétisation complique un peu plus la mise en place des équations de bilan par rapport à un maillage simple, elle permet :

- de ne pas avoir au même nœud les variables de débit et de pression. En effet, il a été montré qu'un maillage avec variables de vitesse et pression au même nœud pouvait amener à des solutions numériques non réalistes de type « zigzag » [Pat80].
- d'avoir au même nœud les variables de pression et d'enthalpie (au centre des mailles rouges). Ceci permet de minimiser l'erreur numérique faite sur le calcul des propriétés thermodynamiques du fluide, qui dépendent directement de ces deux variables par l'approche utilisée (cf. paragraphe précédent).

Pour l'ensemble de la boucle, exceptée la partie haute du réservoir, le fluide est supposé homogène et les volumes de la discrétisation spatiale considérés fixes et constants. Les équations de Navier-Stokes d'un écoulement monophasique [Coi97], intégrées sur un volume fixe de contrôle Ω de contour Σ , sont donc directement utilisées que le fluide soit vapeur, liquide ou diphasique :

- Bilan de masse :

$$\frac{D}{Dt} \int_{\Omega} \rho d\omega = 0 \quad (\text{III.7})$$

- Bilan de quantité de mouvement :

$$\frac{D}{Dt} \int_{\Omega} \rho \vec{v} d\omega = \oint_{\Sigma} P \vec{n}_i d\sigma + \int_{\Omega} \rho \vec{g} d\omega + \oint_{\Sigma} \bar{\bar{\tau}} \cdot \vec{n}_i d\sigma \quad (\text{III.8})$$

- Bilan d'énergie :

$$\frac{D}{Dt} \int_{\Omega} \rho h d\omega = \dot{Q}_{re\grave{c}u} + \frac{D}{Dt} \int_{\Omega} P d\omega - \int_{\Omega} P \text{div}(\vec{v}) d\omega + \int_{\Omega} \bar{\bar{\tau}} : \bar{\bar{D}} d\omega \quad (\text{III.9})$$

Le dernier terme de l'équation (III.8) correspond aux pertes par frottement visqueux. La notation $\dot{Q}_{reçu}$ dans le bilan d'énergie (III.9) représente l'ensemble des flux de chaleur reçus par le volume considéré (par conduction, convection ou rayonnement). Le dernier terme de ce bilan correspond en outre aux travail des forces de viscosité.

En description eulérienne et en modélisation 1D (écoulement suivant l'axe \vec{e}_x de l'entrée « E » vers la sortie « S »), les équations (III.7), (III.8) et (III.9) se simplifient (cf. annexe C). En introduisant les variables de calcul choisies (débit masse, pression, enthalpie massique), elles s'écrivent respectivement :

– Bilan de masse :

$$\Omega \frac{d\rho}{dt} = \dot{m}_E - \dot{m}_S \quad (III.10)$$

– Bilan de quantité de mouvement :

$$L \frac{d\dot{m}}{dt} = \frac{\dot{m}_E}{\rho_E S_E} \dot{m}_E - \frac{\dot{m}_S}{\rho_S S_S} \dot{m}_S + \int_{\Sigma} P(\vec{e}_x \cdot \vec{n}_i) d\sigma + \rho \int_L (\vec{g} \cdot \vec{e}_x) S dx + \vec{F}_{vis} \cdot \vec{e}_x \quad (III.11)$$

– Bilan d'énergie :

$$\rho \Omega \frac{dh}{dt} = \dot{m}_E (h_E - h) + \dot{m}_S (h - h_S) + \dot{Q}_{reçu} + \Omega \frac{dP}{dt} + (P - P_E) \frac{\dot{m}_E}{\rho_E} + (P_S - P) \frac{\dot{m}_S}{\rho_S} \quad (III.12)$$

Dans l'ensemble de ces bilans, les variables de transport (ou locales) sont surmontées d'un \sim , alors que les variables transportées sont sans exposant. Cette distinction aura son importance lors de l'application du schéma numérique. Pour plus de clarté dans la notation, le lecteur peut se référer à la figure III.13.

On précise que dans l'équation (III.11), \vec{F}_{vis} correspond à la notation des forces de frottement visqueux, pour simplifier l'expression du dernier terme de l'équation (III.8). En outre, le bilan d'énergie (III.12) a été simplifié en y introduisant le bilan de masse (III.10) pour faire apparaître les termes de transport par advection et en négligeant le dernier terme de travail des forces de frottements visqueux.

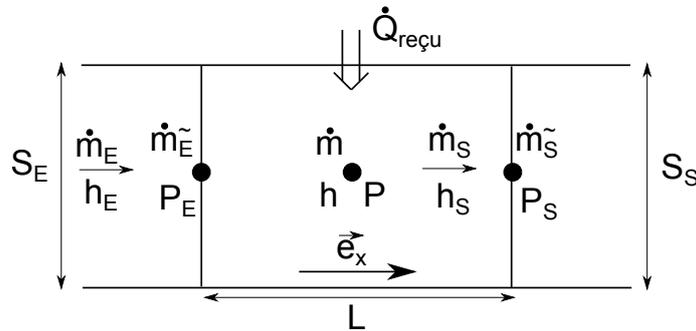


Figure III.13 – Notations des variables introduites dans les équations bilans générales en modélisation 1D

Dans les équations de quantité de mouvement et d'énergie interviennent des termes de transport. Il a été choisi d'utiliser un schéma amont pour les variables de vitesse et d'enthalpie afin de privilégier le sens de circulation du fluide. Cependant, de par le

comportement particulier de la boucle, il est possible de trouver une inversion de cette circulation au cours de régimes instationnaires (par exemple lors d'une baisse abrupte de la charge thermique à l'évaporateur, cf. chapitre IV). Afin de respecter le schéma numérique amont à tout instant, une distinction entre les deux sens de circulation du fluide est donc adoptée lors de l'écriture des équations bilans (cf. §2.3) pour mieux modéliser ces phases instationnaires.

Pour finir, une interpolation des propriétés thermophysiques, ainsi que des variables, entre deux nœuds de la discrétisation est effectuée.

2.2.3 Adimensionnement

Les trois bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie sont fortement couplés. En outre, les variables du modèle présentent des ordres de grandeur très différents :

$$\begin{cases} \dot{m} \sim 10^{-3} kg.s^{-1} \\ P \sim 10^5 Pa \\ h \sim 10^6 J.kg^{-1} \end{cases}$$

Un adimensionnement semble donc nécessaire pour assurer une meilleure stabilité numérique. Ainsi, les variables numériques de calculs sont définies en introduisant des variables de référence (indice *ref*) définies par l'utilisateur :

$$\begin{cases} \dot{m}^+ = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_{ref}} \\ P^+ = \frac{P}{P_{ref}} \\ h^+ = \frac{h}{h_{ref}} \end{cases} \quad (III.13)$$

2.3 Modélisation du condenseur et des conduites

2.3.1 Bilan de masse

En appliquant la relation (III.10) sur le volume « *i* » (figure III.14a) et en adimensionnant les variables de débits masse (relations (III.13)), on obtient (cf. annexe C) :

$$\Omega_i \frac{d\rho_i}{dt} + \dot{m}_{ref}(\dot{m}_{i+1}^+ - \dot{m}_i^+) = 0 \quad (III.14)$$

En posant : $Jdb_i = \Omega_i \frac{d\rho_i}{dt}$ et $Gdb_i = \dot{m}_{ref}$, respectivement source de courant et conductance entre les deux nœuds \dot{m}_i^+ et \dot{m}_{i+1}^+ , l'équation (III.14) devient sous le formalisme utilisé par ESACAPTM :

$$Jdb_i + Gdb_i(\dot{m}_{i+1}^+ - \dot{m}_i^+) = 0 \quad (III.15)$$

A partir de l'équation (III.15), il est alors possible de construire le réseau électrique associé aux bilans de masse sous forme schématique (figure III.14b).

8. Les dérivées temporelles sont directement traitées par ESACAPTM

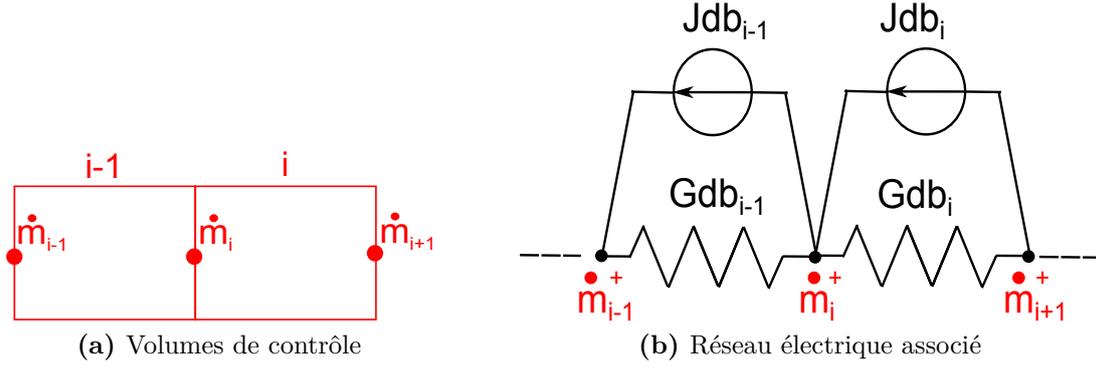


Figure III.14 – Bilan de masse

2.3.2 Bilan de quantité de mouvement

2.3.2.1 Equation bilan et réseau associé

Comme il a été dit au paragraphe 2.2.2, l'équation de bilan de quantité de mouvement dépend du sens de l'écoulement par le biais des termes de transport. La relation (III.11) (avec \vec{e}_x correspondant au sens privilégié de l'écoulement : évaporateur \rightarrow condenseur \rightarrow réservoir \rightarrow évaporateur) appliquée sur le volume « $k + 1$ » (figure III.15a) dépend donc du signe du débit \dot{m}_{i+1} . On obtient (cf. annexe C) :

$$\begin{array}{c|c}
 \text{Si } \dot{m}_{i+1}^+ \geq 0 & \text{Si } \dot{m}_{i+1}^+ < 0 \\
 \hline
 \frac{L_i + L_{i+1}}{2} \dot{m}_{ref}^+ \frac{d\dot{m}_{i+1}^+}{dt} & \frac{L_i + L_{i+1}}{2} \dot{m}_{ref}^+ \frac{d\dot{m}_{i+1}^+}{dt} \\
 + \dot{m}_{ref}^2 \dot{m}_{i+1}^+ \frac{\frac{1}{2}(\dot{m}_{i+1}^+ + \dot{m}_{i+2}^+)}{\rho_i \Omega_i + \rho_{i+1} \Omega_{i+1}} S_{i+1} & + \dot{m}_{ref}^2 \dot{m}_{i+2}^+ \frac{\frac{1}{2}(\dot{m}_{i+1}^+ + \dot{m}_{i+2}^+)}{\rho_{i+1} \Omega_{i+1} + \rho_{i+2} \Omega_{i+2}} S_{i+1} \\
 - \dot{m}_{ref}^2 \dot{m}_i^+ \frac{\frac{1}{2}(\dot{m}_i^+ + \dot{m}_{i+1}^+)}{\rho_{i-1} \Omega_{i-1} + \rho_i \Omega_i} S_i & - \dot{m}_{ref}^2 \dot{m}_{i+1}^+ \frac{\frac{1}{2}(\dot{m}_i^+ + \dot{m}_{i+1}^+)}{\rho_i \Omega_i + \rho_{i+1} \Omega_{i+1}} S_i \\
 + \frac{(P_{i+1}^+ - P_i^+) P_{ref} S_{eq,i/i+1}}{\rho_i H_i S_i + \rho_{i+1} H_{i+1} S_{i+1}} g & + \frac{(P_{i+1}^+ - P_i^+) P_{ref} S_{eq,i/i+1}}{\rho_i H_i S_i + \rho_{i+1} H_{i+1} S_{i+1}} g \\
 \pm \frac{1}{2} (|\Delta P_{vis,i}| S_i + |\Delta P_{vis,i+1}| S_{i+1}) & \pm \frac{1}{2} (|\Delta P_{vis,i}| S_i + |\Delta P_{vis,i+1}| S_{i+1}) \\
 = 0 & = 0
 \end{array} \quad (III.16)$$

Dans ce bilan de quantité de mouvement (III.16), la section reliant les deux nœuds P_i^+ et P_{i+1}^+ , notée $S_{eq,i/i+1}$, permet de prendre en compte un changement de section éventuel entre les deux demi-volumes constituant le volume de contrôle « $k + 1$ » (cf. annexe C).

Le signe imposé pour les pertes hydrostatiques $\pm \rho g H S$ dépend de la position du volume de contrôle considéré par rapport à l'attraction terrestre, suivant le produit $\vec{g} \cdot \vec{e}_x$.

Enfin, les pertes par frottement visqueux sont traitées en valeur absolue pour utiliser plus facilement les corrélations exposées au paragraphe suivant. Etant donné qu'elles s'opposent toujours au sens de l'écoulement, un signe positif ou négatif est ensuite utilisé selon ce sens de circulation.

En posant $Gp_i = P_{ref} S_{eq,i/i+1}$, conductance entre les deux nœuds P_i^+ et P_{i+1}^+ , et en regroupant l'ensemble des autres termes de l'équation (III.16) sous la source de courant Jp_i ,

on obtient simplement sous formalisme ESACAPTM :

$$Jp_i + Gp_i(P_{i+1}^+ - P_i^+) = 0 \quad (\text{III.17})$$

Il est à noter que dans cette expression seul Jp_i dépend du sens de l'écoulement en accord avec l'équation (III.16).

Le réseau associé à la relation (III.17) est illustré sur la figure III.15b.

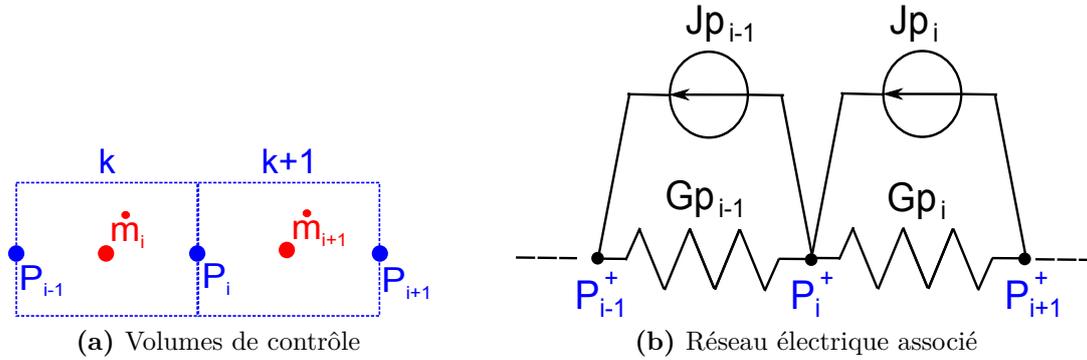


Figure III.15 – Bilan de quantité de mouvement

2.3.2.2 Corrélations hydrauliques utilisées

Pour évaluer la chute de pression par frottement en écoulement diphasique, on peut distinguer deux types de modèles. Le premier utilise un modèle homogène des phases liquide et vapeur (vitesses égales et mélange parfait). Avantageux dans son utilisation numérique, il nécessite cependant un modèle précis des propriétés thermodynamiques en diphasique pour obtenir de bons résultats. Ainsi, la littérature recense notamment de nombreuses corrélations sur la viscosité en mélange diphasique [ADC58, DWC64, BW82]. Le second type de modèle est celui à phases séparées. Beaucoup plus complexe à mettre en place, il a néanmoins l'avantage de donner de meilleurs résultats. Cependant, là encore, les corrélations issues de la littérature sont nombreuses [LM49, Fri79, MSH86, CCC⁺02]. De plus, l'ensemble de ces corrélations, que ce soit pour les modèles homogène ou à phases séparées, a le plus souvent été construit à partir de tests expérimentaux dans des domaines d'utilisation restreints et concerne en majorité des écoulements de réfrigérants, comme nous le montrent récemment Kim *et al.* dans leurs articles [KKM12, KM12]. Les auteurs inventorier ainsi plus d'une cinquantaine d'études entre 1940 et 2010, qu'ils comparent avec leurs propres résultats.

Pour notre modélisation, avec l'hypothèse de fluide homogène, les pertes de charges dues aux frottements visqueux sont évaluées à partir des corrélations monophasiques en régime permanent, suivant l'équation de Darcy-Weisbach :

$$\Delta P_{vis} = \Lambda \frac{\dot{m}^2 L}{2\rho S^2 D_h} \quad (\text{III.18})$$

Pour une conduite cylindrique, cette expression se simplifie en :

$$\Delta P_{vis} = \Lambda \frac{8\dot{m}^2 L}{\rho\pi D^5} \quad (\text{III.19})$$

La valeur du coefficient de Fanning Λ dépend du type d'écoulement :

- Si l'écoulement est laminaire ($Re \leq 2000$), $\Lambda = \frac{64}{Re}$ (expression de Poiseuille)
- Si l'écoulement est turbulent ($Re \geq 4000$), $\Lambda = \frac{0,3164}{Re^{0,25}}$ (expression de Blasius)

Cela nous donne, par exemple pour une conduite cylindrique, l'expression des pertes de charge par frottement visqueux suivante :

$$\begin{cases} \Delta P_{vis,lam} = \frac{128\mu\dot{m}L}{\rho\pi D^4} & \text{pour } Re \leq 2000 \\ \Delta P_{vis,turb} = \frac{0,241\mu^{0,25}\dot{m}^{1,75}L}{\rho D^{4,75}} & \text{pour } Re \geq 4000 \end{cases} \quad (\text{III.20})$$

Finalement, pour les régimes intermédiaires ($2000 < Re < 4000$), les pertes de charge visqueuses sont évaluées par régression linéaire par rapport aux valeurs seuils du nombre de Reynolds Re , suivant :

$$\Delta P_{vis} = \frac{Re - 2000}{2000} \Delta P_{vis,turb} + \frac{4000 - Re}{2000} \Delta P_{vis,lam} \quad (\text{III.21})$$

2.3.3 Bilan d'énergie du fluide

A cause des termes de transport, le bilan d'énergie dépend du sens de l'écoulement. L'équation (III.12) est donc différente suivant les signes des débits entrant et sortant. Pour le volume de contrôle « i » (figure III.16a), on obtient (cf. annexe C) après adimensionnement des variables :

Equation	Conditions
$\rho_i \Omega_i h_{ref} \frac{dh_i^+}{dt} = \dot{Q}_{reçu,i} + \dot{W}_{comp,i} + \dot{m}_{ref} h_{ref} \dot{m}_i^+ (h_{i-1}^+ - h_i^+) + \dot{m}_{ref} h_{ref} \dot{m}_{i+1}^+ (h_i^+ - h_{i+1}^+)$	Si $\dot{m}_i^+ \geq 0$, 0 sinon Si $\dot{m}_{i+1}^+ < 0$, 0 sinon

(III.22)

Dans cette équation, il est noté $\dot{W}_{comp,i}$ la puissance reçue par travail de compressibilité. Cette notation regroupe ainsi les trois derniers termes de l'expression (III.12) et dépend donc des variables de débits et de pressions (cf. annexe C). Il s'est avéré lors des simulations que cette puissance est négligeable devant les autres échanges énergétiques (au maximum 3% de la chaleur reçue), et ce même pour la vapeur. Le terme $\dot{W}_{comp,i}$ du bilan d'énergie (III.22) a pu être ainsi omis par la suite, ce qui simplifie le couplage entre les différents réseaux.

Pour transformer l'équation (III.22) sous formalisme ESACAPTM, on introduit :

- $DN_i = \rho_i \Omega_i h_{ref}$, capacité « enthalpique » du nœud h_i^+ ,
- $QS_i = \dot{Q}_{reçu,i} + \dot{W}_{comp,i}$, source de chaleur reçue par h_i^+ , et
- $GF_i^{\leftrightarrow} = (\dot{m}_{ref} h_{ref} \dot{m}_i^+, \dot{m}_{ref} h_{ref} \dot{m}_{i+1}^+)$, conductance fluide prenant en compte les deux sens de l'écoulement⁹ reçue par h_i^+ .

9. Cf. définition de GF^{\leftrightarrow} en annexe D

On obtient alors l'équation (III.23) :

$$DN_i \frac{dh_i^+}{dt} = GF_i^{\leftrightarrow} \cdot (h_{i-1}^+ - h_i^+) + QS_i \quad (\text{III.23})$$

Ceci donne le réseau électrique analogue illustré en figure III.16b¹⁰.

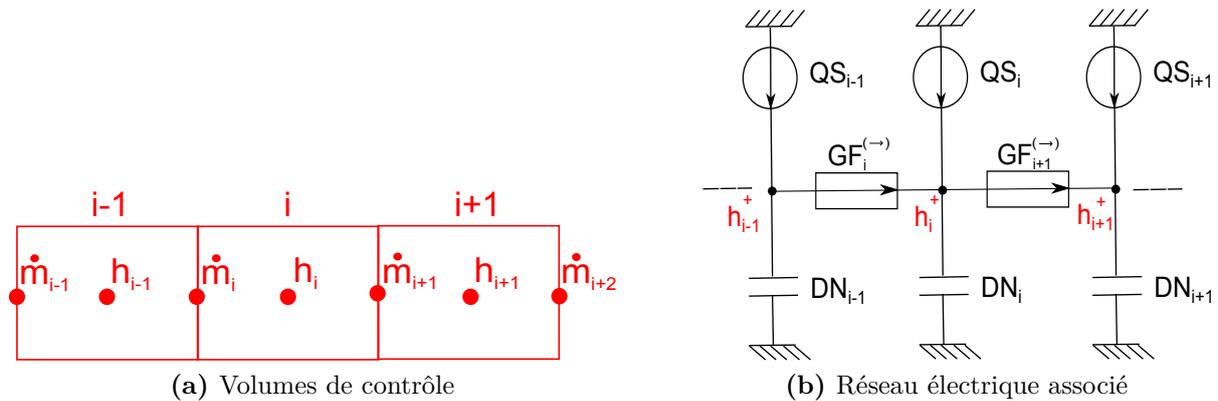


Figure III.16 – Bilan d'énergie

2.3.4 Bilan d'énergie des parties solides

L'ensemble des trois réseaux présentés précédemment permet de modéliser l'écoulement du fluide. Cependant, un terme reste inconnu dans ces différents bilans : le flux de chaleur $\dot{Q}_{reçu}$ reçu par chaque élément de volume. Pour le déterminer, un dernier réseau doit être construit : le réseau thermique, modélisant l'environnement du fluide, notamment les parties solides. Celui-ci aura donc comme conditions aux limites le champ de températures du fluide déterminé par les réseaux en enthalpie massique et en pression.

2.3.4.1 Equation bilan et réseau associé

Le bilan d'énergie des parties solides s'écrit plus simplement en fonction de la température, suivant la méthode nodale classique (cf. annexe D) :

$$C_i \frac{dT_i}{dt} = \sum_j G_{ij} (T_j - T_i) + \sum_k \dot{Q}_{i,k} \quad (\text{III.24})$$

Les différentes conductances G_{ij} représentent les échanges conductifs, convectifs, voire radiatifs, avec les nœuds adjacents. Elles sont déterminées suivant les corrélations exposées dans le paragraphe suivant. Le dernier terme de l'équation (III.24) correspond aux autres flux de chaleur.

Ceci nous donne un réseau thermique « classique » (figure III.17), dans lequel le modèle de fluide secondaire (monophasique) au condenseur est inclus et fait intervenir des conductances fluidiques classiques GF (cf. annexe D).

10. Pour plus de clarté, seules les conductances fluidiques dans le sens privilégié défini par \vec{e}_x sont illustrées sur la figure III.16b

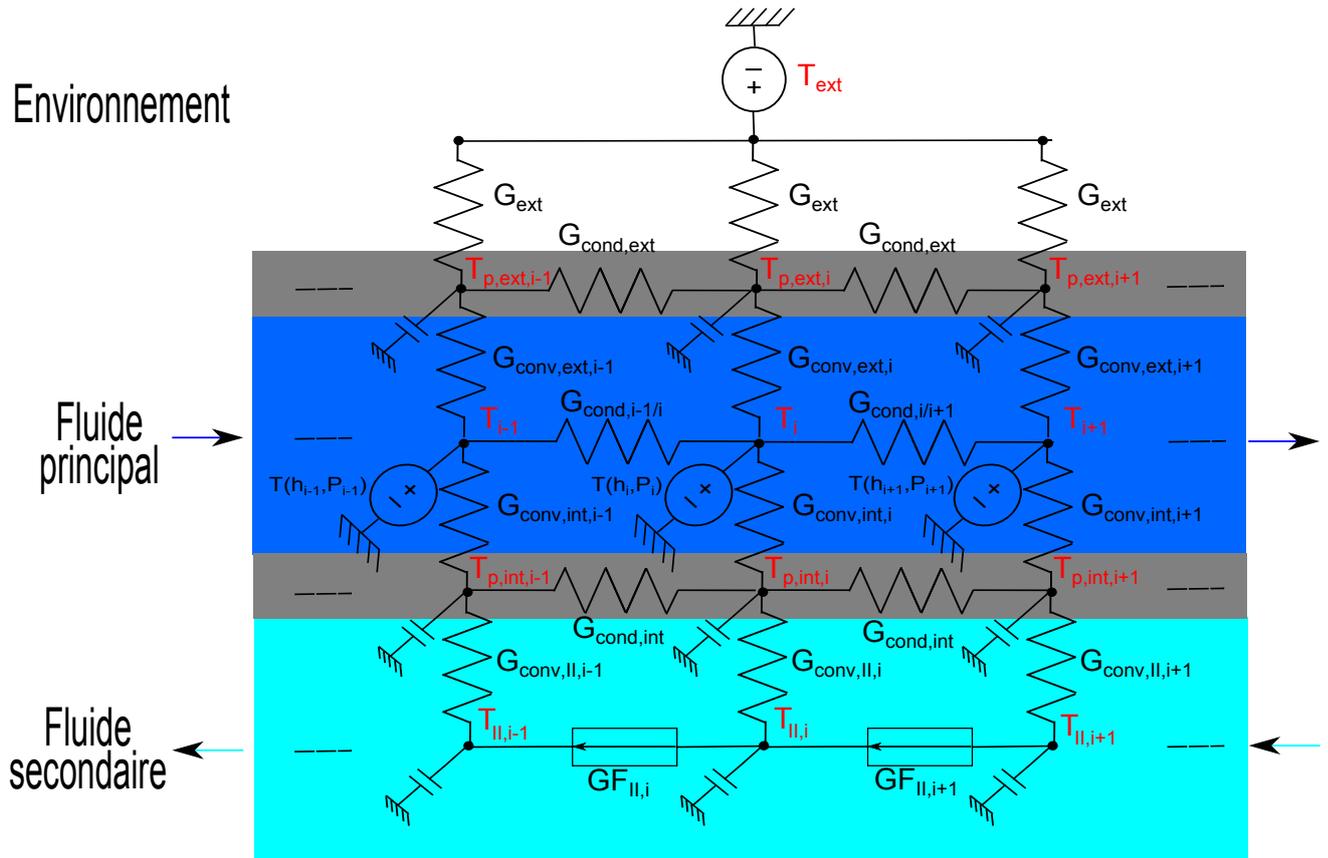


Figure III.17 – Réseau thermique au condenseur

2.3.4.2 Corrélations thermiques utilisées

Pour cette présentation des différentes corrélations thermiques, le lecteur se référera aux notations des différentes conductances de la figure III.17.

Considérons dans un premier temps, les phénomènes de conduction thermique. Compte tenu des hypothèses du modèle, seule la conduction axiale est prise en compte. Elle est modélisée au sein des tubes intérieur et extérieur (conductances $G_{cond,int}$ et $G_{cond,ext}$) et du fluide (conductances $G_{cond,i/j}$) par une résistance thermique de la forme : $R = L/(\lambda S)$.

Les échanges convectifs sont tous modélisés par des conductances de la forme : $G = hA$, le coefficient d'échange h dépendant de la situation considérée.

Les échanges provenant de l'écoulement du fluide secondaire (conductances $G_{conv,II}$), considéré monophasique, sont évalués par les corrélations « classiques » selon le type de régime :

- Si le régime est laminaire ($Re \leq 2000$) :

$$h_{lam} = \frac{\lambda N u_{lam}}{D_h} \quad (III.25)$$

avec :

$$Nu_{lam} = 3,66 \quad (\text{expression de Graetz à température imposée}) \quad (III.26)$$

- Si le régime est turbulent ($Re \geq 4000$) :

$$h_{turb} = \frac{\lambda N u_{turb}}{D_h} \quad (III.27)$$

avec :

$$Nu_{turb} = \frac{\frac{\Lambda}{8}(Re - 1000)Pr}{1 + 12,7 \left(\frac{\Lambda}{8}\right)^{0,5} (Pr^{\frac{2}{3}} - 1)} \quad (\text{expression de Gnielinski}) \quad (\text{III.28})$$

$$\text{où : } \Lambda = \frac{0,3164}{Re^{0,25}} \quad (\text{expression de Blasius})$$

- Si le régime est intermédiaire ($2000 < Re < 4000$), le coefficient d'échange est évalué par combinaison linéaire, suivant :

$$h = \frac{Re - 2000}{2000} h_{turb} + \frac{4000 - Re}{2000} h_{lam} \quad (\text{III.29})$$

Les échanges convectifs provenant de l'écoulement du fluide principal (conductances $G_{conv,int}$ et $G_{conv,ext}$) sont un peu plus complexes à gérer puisque celui-ci peut être à la fois liquide, vapeur ou diphasique. Ainsi le coefficient d'échange dépend à la fois du régime (laminaire, turbulent ou de transition) et de l'état du fluide. Pour le fluide principal, le coefficient d'échange, défini et accessible par les corrélations adoptées, dépend donc de deux nombres adimensionnels : le nombre de Reynolds et la fraction massique de vapeur :

$$h = h(Re, x) \quad (\text{III.30})$$

Lorsque le fluide est monophasique (liquide ($x = 0$) ou vapeur ($x = 1$)), le coefficient d'échange suit les corrélations précédentes (expressions (III.25) à (III.29)).

Pour le coefficient de transfert thermique en écoulement diphasique ($0 < x < 1$), on distingue généralement les écoulements régis par les forces de gravité (stratifié et intermittent) du régime annulaire. Les corrélations de la littérature sont également très nombreuses et d'utilisations restreintes, même si quelques-unes d'entre elles essaient d'être le plus général possible pour englober ces deux types de régimes, comme celles de Dobson et Chato [DC98], Thome *et al.* [TEHC03] et Shah [Sha09]. Parmi les autres, on peut citer pour les régimes conduits par la gravité les travaux de Chato [Cha60], de Rosson et Meyers [RM65] et de Jasper et Kosky [JK76], et pour les régimes annulaires les travaux de Traviss *et al.* [TBR72] ou encore de Cavallini et Zecchin [CZ74].

Pour notre modèle, il a été choisi d'évaluer ce coefficient d'échange par la corrélation de Shah [Sha09], qui répond très bien au choix d'une modélisation de type systémique et qui s'est avérée efficace dans la prédiction des échanges thermiques au condenseur (cf. chapitre IV) :

$$h = h_{l,turb} \left((1 - x)^{0,8} + \frac{3,8x^{0,76}(1 - x)^{0,04}}{\left(\frac{P}{P_{crit}}\right)^{0,38}} \right) \quad (\text{III.31})$$

où $h_{l,turb}$ est, quant à lui, évalué par la corrélation de Dittus-Boelter :

$$h_{l,turb} = 0,023Re^{0,8}Pr^{0,4} \frac{\lambda_l}{D_h} \quad (\text{III.32})$$

De par ces corrélations, pour un débit de l'ordre de 1 g.s^{-1} ¹¹ et pour une température de 70°C , le coefficient d'échange est de l'ordre de $100 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ en écoulement monophasique alors qu'il peut atteindre près de $2000 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ en écoulement diphasique

11. Ordre de grandeur des débits masse mesurés durant les campagnes d'essais

(cf. annexe G).

Pour finir, l'ensemble des échanges par convection naturelle et rayonnement avec l'extérieur (conductances G_{ext}) est modélisé par un coefficient d'échange constant, dépendant de la situation simulée.

2.4 Modélisation de l'évaporateur

2.4.1 Principe

Le modèle étant basé sur une approche « système », on choisit de ne pas représenter finement les phénomènes thermohydrauliques complexes de pompage capillaire couplés à l'évaporation, comme ont pu le faire de nombreux auteurs de la littérature [PBGJ96, Pra98, Coq06, KG06, Lou10]. De ce fait, il est nécessaire de déterminer empiriquement un paramètre thermique représentatif des échanges entre le fluide et son environnement au sein de l'évaporateur. En effet, la chaleur appliquée sur la paroi externe de l'évaporateur \dot{Q}_{evap} n'est pas uniquement dédiée à l'évaporation. En ôtant les pertes avec l'ambiance \dot{Q}_{pertes} , celle-ci sert :

- à chauffer la culasse et la mèche poreuse de l'évaporateur,
- à élever la température du liquide arrivant du réservoir jusqu'à saturation à l'interface liquide/vapeur,
- au changement de phase liquide/vapeur (flux de fuite),
- à la surchauffe de la vapeur au sein des cannelures et des canaux latéraux.

Afin de modéliser ces échanges, on introduit trois conductances : G_{evap} , G_{can} et G_{canlat} de telle sorte qu'en régime permanent :

$$\dot{Q}_{evap} - \dot{Q}_{pertes} = \dot{Q}(G_{evap}) + \dot{Q}(G_{can}) + \dot{Q}(G_{canlat}) \quad (\text{III.33})$$

Conductance G_{evap} : entre la température du bâti $T_{bâti}$ et la température de saturation T_{evap} (figure III.18). Celle-ci est très difficile à déterminer à cause de la complexité de la géométrie, mais également des transferts thermiques :

- conduction dans l'épaisseur du bâti,
- contact résistif entre le bâti et la mèche poreuse,
- convection de la vapeur dans la hauteur de la cannelure,
- changement de phase,
- échange conducto-convectif dans la poche de vapeur, si l'interface pénètre au sein de la mèche.

Compte tenu de la complexité des couplages dans cette zone, on choisit d'évaluer cette conductance G_{evap} par identification appuyée de mesures expérimentales. La démarche d'évaluation de G_{evap} sera exposée au chapitre IV.

Conductances G_{can} et G_{canlat} : entre la température de bâti et respectivement la température du fluide dans les cannelures T_{can} et la température du fluide dans les canaux latéraux T_{canlat} . Ces deux conductances représentent les échanges thermiques par convection entre la culasse et la vapeur surchauffée.

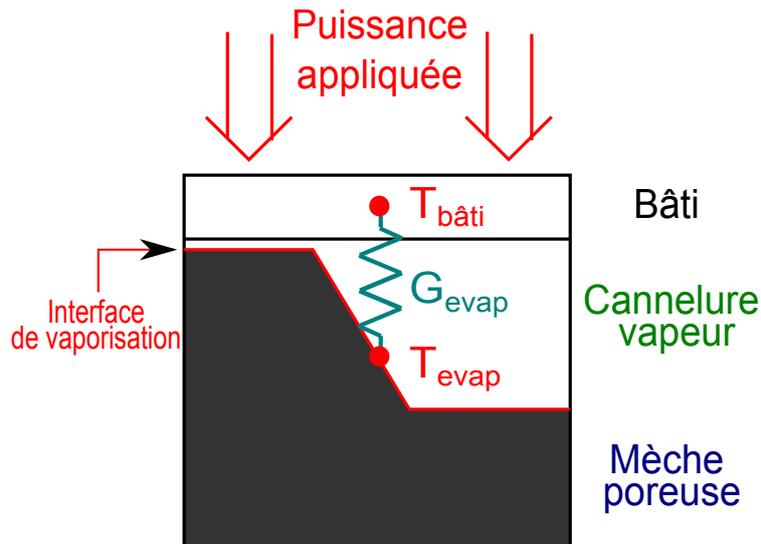


Figure III.18 – Conductance empirique à l'évaporateur

2.4.2 Discrétisation

La modélisation de l'évaporateur se limite à quatre nœuds fluide (figure III.19) correspondant à sa géométrie interne (cf. chapitre II) :

- un nœud « *art* » regroupant les volumes des trois artères liquide en amont de la mèche,
- un nœud « *por* » correspondant à l'ensemble de la mèche poreuse,
- un nœud « *can* » regroupant l'ensemble des cannelures, et
- un nœud « *canlat* » correspondant aux deux canaux latéraux.

On indique également sur la figure III.19 la maille amont « *RE* » correspondant à la conduite située entre le réservoir et l'évaporateur.

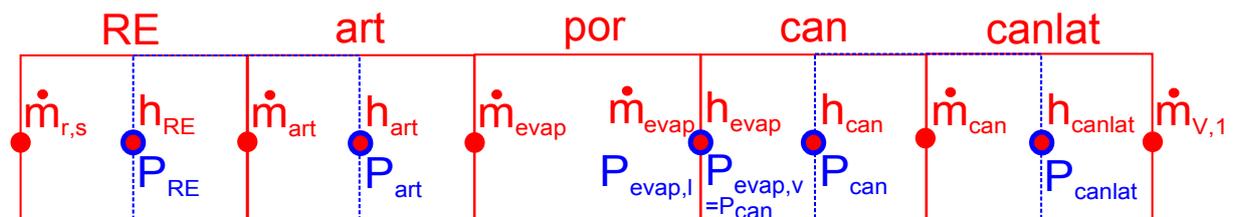


Figure III.19 – Maillage fluide au sein de l'évaporateur

La mèche poreuse étant supposée remplie de liquide et l'écoulement en son sein étant supposé établi à chaque instant, les débits entrant et sortant de cette mèche sont égaux au débit d'évaporation \dot{m}_{evap} . L'interface liquide/vapeur se trouvant en outre en surface de mèche, l'enthalpie massique à cet endroit dépend directement de la pression de la vapeur saturante :

$$h_{evap} = h_{v,sat}(P_{can}) \quad (\text{III.34})$$

De par ces hypothèses, le nœud « *por* » n'est pas libre et fixe des conditions limites aux jonctions des nœuds adjacents « *art* » et « *can* ». On fait néanmoins l'hypothèse que la maille « *art* » est en écoulement libre, malgré la présence de la mèche poreuse en aval de l'écoulement. En ce qui concerne la maille « *can* », on introduit un nœud fictif en amont, nommé « *can0* » (figure III.20), afin de conserver le décalage entre les deux maillages

introduits précédemment. Celui-ci est de même volume que le nœud « *can* » et admet en son centre une pression et une enthalpie massique, dont les valeurs sont :

$$\begin{cases} P_{can0} = P_{can} \\ h_{can0} = 2h_{v,sat}(P_{can}) - h_{can} \end{cases} \quad (\text{III.35})$$

En supposant que les variables varient linéairement entre deux nœuds successifs, on représente ainsi de manière fictive la condition limite imposée par l'interface liquide/vapeur en surface de mèche.

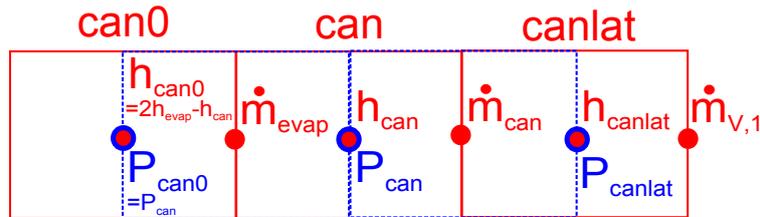


Figure III.20 – Gestion du maillage lié à l'interface de vaporisation

2.4.3 Equations bilan

2.4.3.1 Bilans de masse : les bilans de masse sont appliqués sur les nœuds « *art* », « *can* » et « *canlat* »¹² et donnent des équations similaires à l'équation (III.14). Par adimensionnement et par analogie électrique, on obtient le réseau en débit masse de l'évaporateur illustré en figure III.21. Le débit d'évaporation adimensionné \dot{m}_{evap}^+ y est imposé par l'intermédiaire de la source de tension $BNdb_{evap}$ suivant le bilan d'énergie du nœud « *por* » (équation (III.41)).

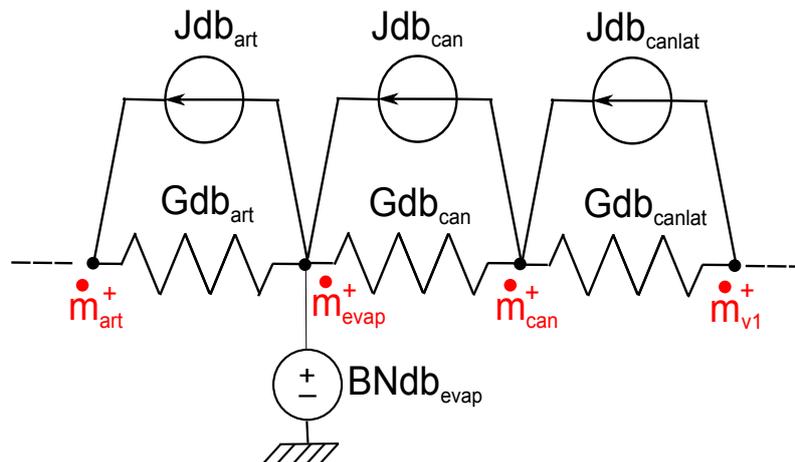


Figure III.21 – Réseau électrique associé aux bilans de masse à l'évaporateur

2.4.3.2 Bilans de quantité de mouvement : les bilans de quantité de mouvement des mailles décalées illustrées sur la figure III.19 (traits pointillés bleus) amènent à des équations similaires à l'équation (III.16). Reste à appliquer le bilan de quantité de mouvement

12. Les débits entrant et sortant du nœud « *por* » étant fixés par l'hypothèse de mèche saturée en liquide

sur la maille « *por* » correspondant au liquide pompé dans la mèche poreuse. L'écoulement étant supposé établi, la différence de pression à travers le poreux est donnée directement par la loi de Darcy :

$$P_{art} - P_{evap,l} = \frac{\mu_l e_{por}}{\kappa \rho_l S_{por}} \dot{m}_{evap} \quad (\text{III.36})$$

En adimensionnant les variables, on obtient :

$$\frac{\mu_l e_{por}}{\kappa \rho_l} \dot{m}_{evap} \dot{m}_{ref} + P_{ref} S_{por} (P_{evap,l}^+ - P_{art}^+) = 0 \quad (\text{III.37})$$

En posant $J_{p_{por}} = \frac{\mu_l e_{por}}{\kappa \rho_l} \dot{m}_{evap} \dot{m}_{ref}$ et $G_{p_{por}} = P_{ref} S_{por}$, respectivement source de courant et conductance entre les deux nœuds P_{art}^+ et $P_{evap,l}^+$, on obtient sous formalisme ESACAPTM :

$$J_{p_{por}} + G_{p_{por}} (P_{evap,l}^+ - P_{art}^+) = 0 \quad (\text{III.38})$$

Le réseau électrique analogue des bilans de quantité de mouvement est illustré en figure III.22. Il permet entre autres d'évaluer les deux pressions du liquide et de la vapeur, respectivement $P_{evap,l}$ et $P_{evap,v}$, de part et d'autre de l'interface de vaporisation. Par différence de ces pressions, on peut déduire la pression motrice capillaire ΔP_{cap} , et remonter ainsi, par la loi de Young-Laplace (I.1), à un rayon de courbure moyen des ménisques r_m .

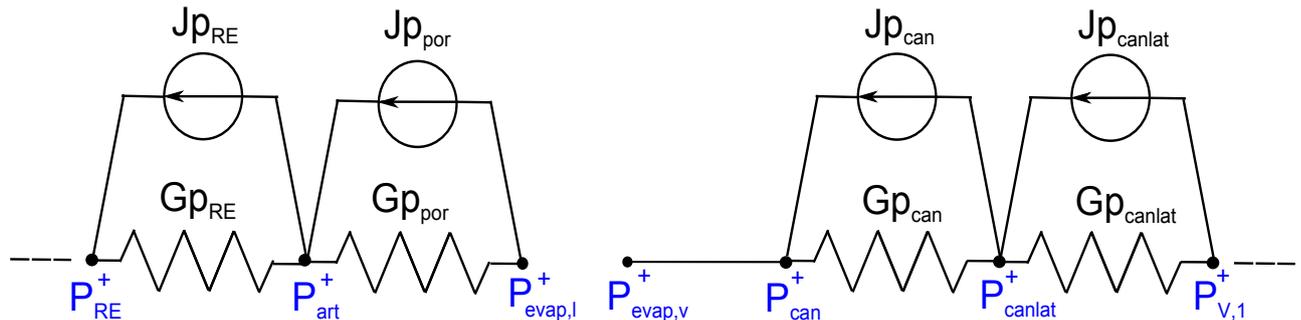


Figure III.22 – Réseau électrique associé aux bilans de quantité de mouvement à l'évaporateur

2.4.3.3 Bilans d'énergie du fluide : les bilans d'énergie des nœuds « *art* », « *can* » et « *canlat* » sont appliqués et amènent à des équations similaires à l'équation (III.22). L'ensemble de ces bilans est transcrit sous formalisme ESACAPTM et intégré dans le réseau analogue en enthalpie massique suivant la figure III.23. On rappelle que les éléments GF correspondent à des conductances fluidiques définies en annexe D modélisant les transferts par advection. On peut noter que la condition limite imposée par l'interface liquide/vapeur (équation (III.35)) est transcrite par la source de tension BN_{can0} , dont la valeur est :

$$BN_{can0} = \frac{2h_{v,sat}(P_{can})}{h_{ref}} - h_{can}^+ \quad (\text{III.39})$$

Comme on l'a dit précédemment, le bilan d'énergie du nœud « *por* » nous permet de déterminer le débit d'évaporation \dot{m}_{evap} . En effet, le régime étant établi, celui-ci s'écrit :

$$\dot{Q}(G_{evap}) = \dot{m}_{evap} c_{pl} (T_{evap} - T_{art}) + \dot{m}_{evap} h_{lv} \quad (\text{III.40})$$

Ainsi, le flux de chaleur appliqué en surface de mèche poreuse, correspondant à celui traversant la conductance G_{evap} , sert à augmenter la température du liquide de l'entrée de la

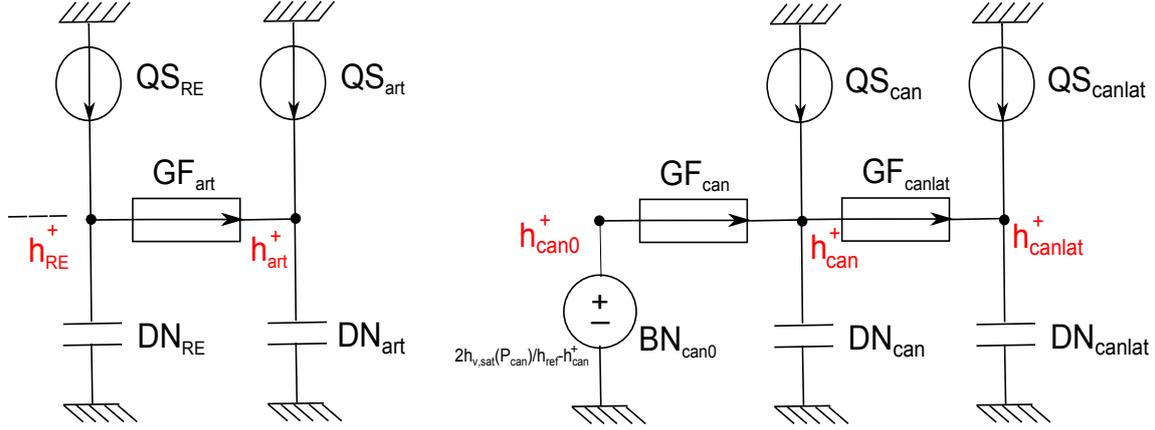


Figure III.23 – Réseau électrique associé aux bilans d'énergie à l'évaporateur

mèche à la saturation (premier membre de droite de l'équation (III.40)) et au changement de phase (second terme de droite de l'équation). Après adimensionnement des variables, on obtient la valeur de la source de tension imposée $BNdb_{evap}$ dans le réseau en débit masse (figure III.21) :

$$\dot{m}_{evap}^+ = BNdb_{evap} = \frac{\dot{Q}(G_{evap})}{\dot{m}_{ref}(h_{lv} + c_{pl}(T_{evap} - T_{art}))} \quad (\text{III.41})$$

2.4.3.4 Bilans d'énergie du bâti :

Equation bilan et réseau associé : de par notre modélisation, le bilan d'énergie de l'ensemble du bâti de l'évaporateur s'écrit simplement :

$$\rho_{bâti} \Omega_{bâti} c_{p,bâti} \frac{dT_{bâti}}{dt} = \dot{Q}_{evap} - \dot{Q}_{pertes} + G_{evap}(T_{evap} - T_{bâti}) + G_{can}(T_{can} - T_{bâti}) + G_{canlat}(T_{canlat} - T_{bâti}) \quad (\text{III.42})$$

Cette équation bilan est transcrite de manière « classique » sous la forme du réseau analogue illustré en figure III.24.

Corrélations thermiques utilisées : comme il a déjà été dit, la conductance G_{evap} est évaluée empiriquement (cf. chapitre IV). Les deux autres conductances G_{can} et G_{canlat} sont déterminées en considérant un échange convectif :

$$\begin{cases} G_{can} = h_{sur,can} A_{can,bâti} \\ G_{canlat} = h_{sur,canlat} A_{canlat,bâti} \end{cases} \quad (\text{III.43})$$

Les coefficients d'échange convectif $h_{sur,can}$ et $h_{sur,canlat}$ sont évalués par les corrélations empiriques d'une plaque plane soumise à un flux uniforme, avec $h_{sur} = Nu_{sur} \lambda / L$, où :

– Si le régime est laminaire ($Re \leq 5.10^7$) :

$$Nu_{sur} = \frac{2}{3} 0,453 Re^{\frac{1}{2}} Pr^{\frac{1}{3}} \quad (\text{III.44})$$

– Si le régime est turbulent ($Re \geq 5.10^7$) :

$$Nu_{sur} = \frac{5}{9} 0,0308 Re^{\frac{4}{5}} Pr^{\frac{1}{3}} \quad (\text{III.45})$$

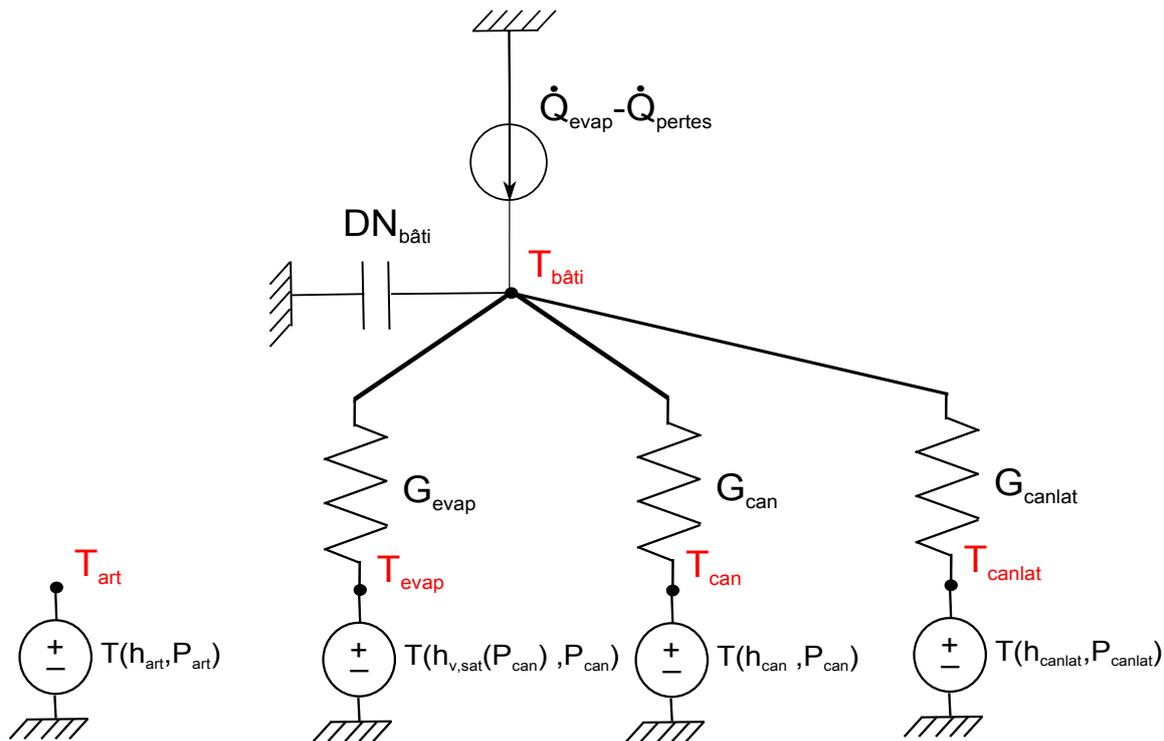


Figure III.24 – Réseau thermique à l'évaporateur

2.5 Modélisation du réservoir

Le réservoir cylindrique réel (cf. chapitre II) est constitué de deux parties distinctes (figure III.25) :

- une partie basse purement liquide, qui fait le lien hydraulique et thermique entre la ligne liquide, la ligne réservoir/évaporateur et le réservoir,
- une partie haute diphasique, qui sert de référence thermohydraulique à l'ensemble de la boucle et donc de régulation.

Ces deux parties sont reliées hydrauliquement et thermiquement par l'intermédiaire d'une petite ouverture en extrémité de réservoir. Malgré ce lien thermohydraulique, il apparaît évident de traiter différemment la modélisation des parties haute et basse du fait de la forte différence des phénomènes présents au sein de chacune d'elles. La partie basse de ce réservoir s'intégrant dans l'écoulement principal de la boucle, il semble naturel de la modéliser de façon similaire aux conduites et au condenseur (cf. §2.5.1). En ce qui concerne la partie haute, la présence de l'interface liquide/vapeur, de la régulation en température et de la complexité de la géométrie et des phénomènes thermohydrauliques nous amènent à construire un modèle particulier. S'appuyant toujours sur une approche « système », il est cependant nécessaire, à l'instar du modèle d'évaporateur, de déterminer empiriquement un paramètre thermique représentatif des échanges thermiques entre les deux parties du réservoir, entre elles et avec l'environnement (cf. §2.5.2).

2.5.1 Réservoir bas

On modélise la partie basse du réservoir par un seul nœud (figure III.26), noté « r, b ». On trouve en amont et en aval, respectivement, le dernier nœud de la ligne liquide « L, N_L » et le nœud de la ligne réservoir/évaporateur « RE ». Il est en outre relié à la partie haute du réservoir, illustrée pour l'instant par un nœud « r, h ».

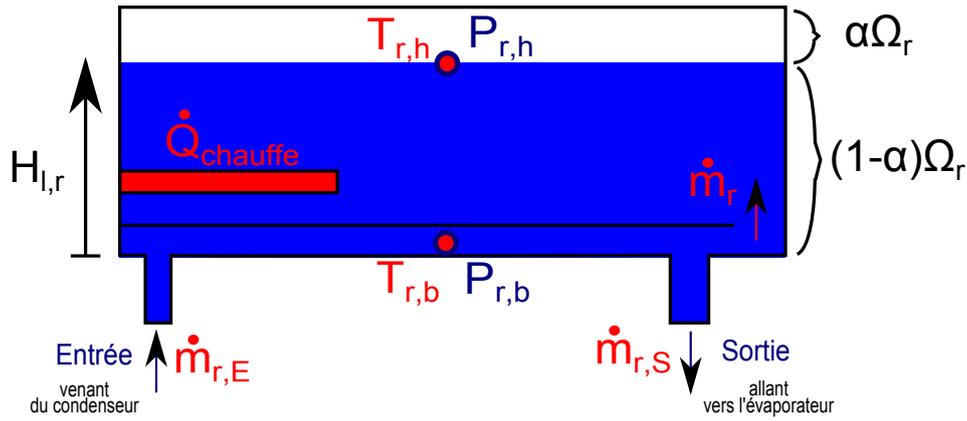


Figure III.25 – Différenciation des deux parties du réservoir

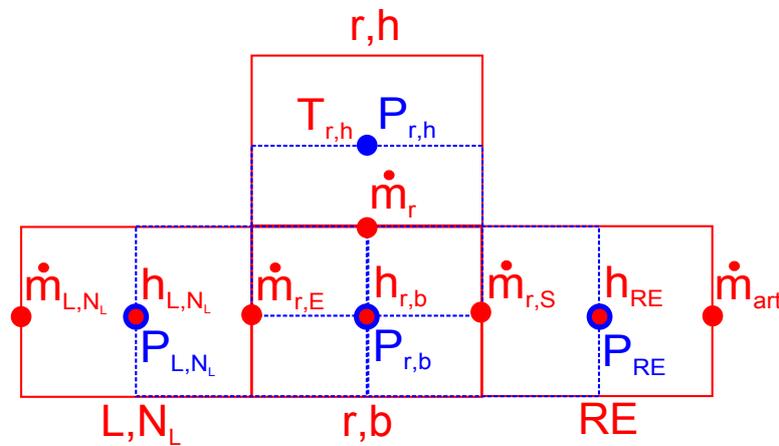


Figure III.26 – Maillage et positions des variables de la partie basse du réservoir

2.5.1.1 *Bilan de masse* : en négligeant la compressibilité du liquide, le bilan de masse de la partie basse nous donne directement le débit entrant dans la partie haute du réservoir :

$$\dot{m}_r = \dot{m}_{r,E} - \dot{m}_{r,S} \quad (\text{III.46})$$

Les débits entrant $\dot{m}_{r,E}$ et sortant $\dot{m}_{r,S}$ du réservoir sont évalués à partir du réseau en débit masse de l'ensemble de la boucle.

2.5.1.2 *Bilans de quantité de mouvement* : d'après le maillage de la figure III.26, les volumes considérés pour les bilans de quantité de mouvement (traits pointillés bleus) se chevauchent. Pour parer à cette difficulté, on considère que la pression est uniforme dans le réservoir bas. On établit ainsi les bilans de quantité de mouvement à l'entrée et à la sortie du réservoir, respectivement, sur les demi-volumes du nœud « L, N_L » et du nœud « RE » uniquement (cf. annexe C pour plus de détails).

De la même manière que pour les conduites et le condenseur, ces bilans de quantité de mouvement dépendent du sens des écoulements à cause des termes d'advection par le biais du schéma numérique amont.

On obtient (cf. annexe C) :

Entrée du réservoir :

Si $\dot{m}_{r,E} \geq 0$	Si $\dot{m}_{r,E} < 0$
$\frac{L_{L,N_L}}{2} \frac{d\dot{m}_{r,E}}{dt} + \frac{\dot{m}_{r,E}^2}{\Omega_{L,N_L} + \Omega_{r,b}} S_L$ $- \dot{m}_{L,N_L} \frac{\frac{1}{2}(\dot{m}_{L,N_L} + \dot{m}_{r,E})}{\frac{\rho_{L,N_L}\Omega_{L,N_L} + \rho_{r,b}\Omega_{r,b}}{\Omega_{L,N_L} - 1 + \rho_{L,N_L}\Omega_{L,N_L}}} S_L$ $+ (P_{r,b} - P_{L,N_L}) S_L$ $+ \frac{\rho_{L,N_L} H_{L,N_L} S_L}{2} g$ $+ \frac{1}{2} \Delta P_{vis,L,N_L} S_L$ $= 0$	$\frac{L_{L,N_L}}{2} \dot{m}_{ref} \frac{d\dot{m}_{r,E}}{dt} + \frac{\dot{m}_{r,E}^2}{\Omega_{r,b} + \Omega_{r,h}} S_L$ $- \dot{m}_{r,E} \frac{\frac{1}{2}(\dot{m}_{L,N_L} + \dot{m}_{r,E})}{\frac{\rho_{L,N_L}\Omega_{L,N_L} + \rho_{r,b}\Omega_{r,b}}{\Omega_{L,N_L} + \Omega_{r,b}}} S_L$ $+ (P_{r,b} - P_{L,N_L}) S_L$ $+ \frac{\rho_{L,N_L} H_{L,N_L} S_L}{2} g$ $- \frac{1}{2} \Delta P_{vis,L,N_L} S_L$ $= 0$

(III.47)

Sortie du réservoir :

Si $\dot{m}_{r,E} \geq 0$		Si $\dot{m}_{r,E} < 0$	
Si $\dot{m}_r \geq 0$	Si $\dot{m}_r < 0$	Si $\dot{m}_r < 0$	
$\frac{L_{RE}}{2} \frac{d\dot{m}_{r,S}}{dt} + \dot{m}_{r,S} \frac{\frac{1}{2}(\dot{m}_{r,S} + \dot{m}_{art})}{\frac{\rho_{r,b}\Omega_{r,b} + \rho_{RE}\Omega_{RE}}{\Omega_{r,b} + \Omega_{RE}}} S_{RE}$ $- \frac{\dot{m}_{r,S}^2}{\Omega_{L,N_L} + \Omega_{r,b}} S_{RE}$ $+ (P_{RE} - P_{r,b}) S_{RE}$ $- \frac{\rho_{RE} H_{RE} S_{RE}}{2} g$ $+ \frac{1}{2} \Delta P_{vis,RE} S_{RE}$ $= 0$	$\frac{L_{RE}}{2} \frac{d\dot{m}_{r,S}}{dt} + \dot{m}_{r,S} \frac{\frac{1}{2}(\dot{m}_{r,S} + \dot{m}_{art})}{\frac{\rho_{r,b}\Omega_{r,b} + \rho_{RE}\Omega_{RE}}{\Omega_{r,b} + \Omega_{RE}}} S_{RE}$ $- \frac{\dot{m}_{r,S}^2}{\Omega_{L,N_L} + \Omega_{r,b} + \Omega_{r,h}} S_{RE}$ $+ (P_{RE} - P_{r,b}) S_{RE}$ $+ \frac{\rho_{RE} H_{RE} S_{RE}}{2} g$ $+ \frac{1}{2} \Delta P_{vis,RE} S_{RE}$ $= 0$	$\frac{L_{RE}}{2} \frac{d\dot{m}_{r,S}}{dt} + \dot{m}_{r,S} \frac{\frac{1}{2}(\dot{m}_{r,S} + \dot{m}_{art})}{\frac{\rho_{r,b}\Omega_{r,b} + \rho_{RE}\Omega_{RE}}{\Omega_{r,b} + \Omega_{RE}}} S_{RE}$ $- \frac{\dot{m}_{r,S}^2}{\Omega_{r,b} + \Omega_{r,h}} S_{RE}$ $+ (P_{RE} - P_{r,b}) S_{RE}$ $- \frac{\rho_{RE} H_{RE} S_{RE}}{2} g$ $+ \frac{1}{2} \Delta P_{vis,RE} S_{RE}$ $= 0$	

(III.48)

2.5.1.3 Bilan d'énergie : de la même façon que pour les conduites et le condenseur, le bilan d'énergie de la partie basse du réservoir dépend du sens de l'écoulement :

Equation	Conditions
$\rho_{r,b}\Omega_{r,b} \frac{dh_{r,b}}{dt} = \dot{Q}_{reçu,r,b} + \dot{W}_{comp,r,b} + \dot{m}_{r,E}(h_{L,N_L} - h_{r,b}) + \dot{m}_{r,E}cpl(T_{r,b} - T_{r,h})$	<p style="text-align: right;">(III.49)</p> <p>Si $\dot{m}_{r,E} \geq 0$, 0 sinon</p> <p>Si $\dot{m}_{r,E} < 0$, 0 sinon</p>

Le terme d'échange thermique par advection entre les deux parties du réservoir (dernier terme de l'équation (III.49)), lorsque $\dot{m}_{r,E} < 0$, est écrit en températures (plutôt qu'en enthalpies massiques) car le modèle de la partie haute du réservoir n'utilise pas l'hypothèse de fluide homogène et est donc traité directement en températures en séparant les phases

liquide et vapeur (cf. §2.5.2). En outre, on précise qu'une condition de débit négatif en entrée de réservoir entraîne nécessairement un débit égal à $\dot{m}_{r,E}$ et non \dot{m}_r . En effet, seule une partie du liquide de la partie haute du réservoir est fournie à la ligne liquide. La seconde partie sert à assurer l'alimentation en liquide de l'évaporateur (cf. annexe F, pour plus de détails).

2.5.2 Réservoir haut

La partie haute du réservoir est le siège de phénomènes très différents du reste de la boucle car elle abrite une interface liquide/vapeur quasi plane : les deux phases sont en effet physiquement parfaitement séparées sous champ gravitaire. L'hypothèse de fluide homogène ne peut plus être admise. En outre, du fait de la complexité de la géométrie interne du réservoir et de la régulation par la cartouche chauffante, il est difficile de représenter de manière précise les transferts thermiques si l'on veut rester dans une approche macroscopique de modélisation.

2.5.2.1 Gestion des variations de l'interface liquide/vapeur : avant de traiter la modélisation de ces échanges, il faut d'abord gérer le mouvement de l'interface liquide/vapeur lors du fonctionnement de la boucle. En effet, comme il a été mentionné au chapitre I, cette partie haute de réservoir sert de « tampon » au reste de la boucle afin de compenser les variations de volume. Ainsi, la répartition des volumes de la vapeur et du liquide dans la partie haute du réservoir va évoluer. Pour la modéliser, on introduit la fraction volumique de vapeur dans le réservoir α , définie par :

$$\alpha = \frac{\Omega_{v,r}}{\Omega_r} \quad (\text{III.50})$$

Le bilan de masse du fluide de l'ensemble du réservoir nous donne directement l'équation différentielle vérifiée par α :

$$(\rho_{v,r} - \rho_{l,r})\Omega_r \frac{d\alpha}{dt} + \Omega_r \frac{d\rho_{v,r}}{dt} \alpha = \dot{m}_r \quad (\text{III.51})$$

A partir de la valeur de α , on peut alors évaluer par simples relations géométriques les volumes de vapeur et de liquide et surtout la hauteur de liquide au sein du réservoir $H_{l,r}$ (figure III.25). Du fait de la géométrie cylindrique du réservoir, la relation entre $H_{l,r}$ et α est bien entendu non linéaire (cf. annexe F).

2.5.2.2 Modèle thermohydraulique « simple » : la modélisation la plus simple de la partie haute du réservoir est de considérer que la régulation thermique du réservoir compense les variations thermohydrauliques internes. Ainsi, comme Kaled *et al.* [KDP⁺12] ou Delalandre [Del11], on peut considérer dans un premier temps que la température de saturation est constante, soit :

$$T_{r,h} = T_{ref} = Cste \quad (\text{III.52})$$

Afin de rester dans une approche macroscopique, on choisit de modéliser l'ensemble des échanges thermiques entre les deux parties du réservoir par l'intermédiaire d'une seule conductance G_{res} (figure III.27a), déterminée empiriquement à l'instar de la conductance G_{evap} du modèle d'évaporateur. Cette conductance englobe plusieurs échanges thermiques :

- un transfert convectif entre le fluide circulant en partie basse et la plaque de séparation interne,
- un transfert conductif à travers la plaque de séparation et les parois du réservoir,
- un transfert conducto-convectif au sein du liquide de la partie haute du réservoir du fait de la présence du système de stratification et de la cartouche chauffante.

La démarche d'évaluation de la conductance G_{res} sera développée au chapitre IV.

L'hypothèse de vapeur saturante implique que la pression en partie haute du réservoir correspond à la pression de saturation :

$$P_{r,h} = P_{sat}(T_{r,h}) = P_{sat}(T_{ref}) = Cste \quad (\text{III.53})$$

On fait finalement l'hypothèse que les pertes de charge sur la hauteur du liquide du réservoir sont principalement dues au pertes hydrostatiques¹³ (figure III.27b) :

$$P_{r,b} = P_{r,h} + \rho_{l,r}gH_{l,r} \quad (\text{III.54})$$

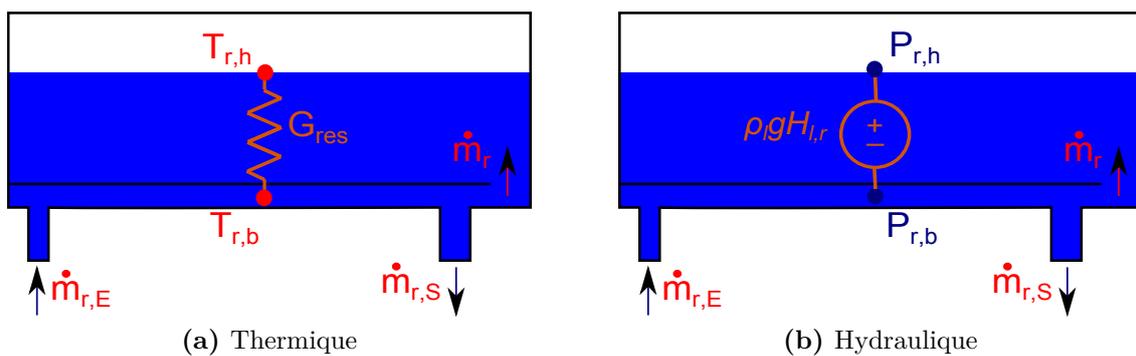


Figure III.27 – Modèle « simple » du réservoir

Malheureusement, nous verrons au chapitre V que ce modèle simplifié du réservoir admet quelques limitations dans la représentation globale des phénomènes thermohydrauliques. Ainsi, un développement de ce modèle a été apporté en complément.

2.5.2.3 Modèle thermohydraulique « avancé » : le but de ce développement est de modéliser les variations transitoires de la température de saturation au sein du réservoir, comme l'ont pris en compte Pouzet *et al.* [PJP⁺04] dans leur modèle de CPL. Celui-ci consiste à séparer les deux phases liquide et vapeur dans la partie haute du réservoir (figure III.28). En outre, la température de paroi est introduite pour prendre en compte les échanges thermiques avec l'environnement.

Le nœud $T_{l,r}$ est situé au centre de la phase liquide de la partie haute du réservoir et est lié thermiquement au nœud de vapeur $T_{v,r}$ et au nœud de liquide de la partie basse $T_{r,b}$, respectivement par les conductances notées $G_{lv,r}$ et G_{lr} . La première conductance $G_{lv,r}$ correspond à un échange conductif à travers le liquide et le système de stratification. La seconde conductance G_{lr} est déterminée empiriquement, à l'instar de la conductance du modèle simple G_{res} .

13. Cette hypothèse sera vérifiée *a posteriori* - cf. chapitre V

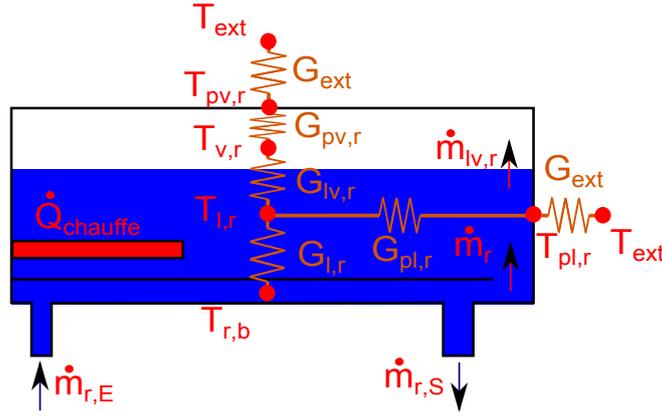


Figure III.28 – Modèle thermique « avancé » du réservoir

Les conductances $G_{p,r}$ et $G_{pl,r}$ entre la paroi et, respectivement, le nœud de vapeur et le nœud de liquide, sont également évaluées empiriquement. Elles sont supposées constantes et ne dépendent que de la température de saturation¹⁴.

La vapeur est toujours supposée à saturation. Cependant, sa température n'est plus considérée constante. Elle dépend maintenant des conditions limites et est contrôlée par la puissance de chauffe $\dot{Q}_{chauffe}$ venant de la cartouche chauffante (située dans le liquide, figure III.28). La régulation par loi PID est alors simulée (cf. annexe F). La température $T_{v,r}$ satisfait ainsi l'équation :

$$\rho_{v,r} c_{p,v,r} \alpha \Omega_r \frac{dT_{v,r}}{dt} = G_{lv,r}(T_{l,r} - T_{v,r}) + G_{p,r}(T_{p,r} - T_{v,r}) + \Omega_r \frac{d(P_{v,r} \alpha)}{dt} - \underbrace{\dot{m}_{lv,r} h_{lv}}_{\text{si } \dot{m}_{lv,r} \geq 0} \quad (\text{III.55})$$

En plus des échanges avec le liquide et la paroi, l'équation (III.55) prend en compte la compressibilité de la vapeur et le changement de phase par évaporation (deux derniers termes de l'équation). Le débit masse de changement de phase $\dot{m}_{lv,r}$ est évalué grâce au bilan de masse du liquide dans le réservoir :

$$\dot{m}_{lv,r} = \dot{m}_r + \rho_{l,r} \Omega_r \frac{d\alpha}{dt} \quad (\text{III.56})$$

La température du liquide $T_{l,r}$ est, quant à elle, gouvernée par l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \rho_{l,r} c_{pl,r} (1 - \alpha) \Omega_r \frac{dT_{l,r}}{dt} = & \dot{Q}_{chauffe} + G_{l,r}(T_{r,b} - T_{l,r}) + G_{lv,r}(T_{v,r} - T_{l,r}) \\ & + G_{pl,r}(T_{pl,r} - T_{p,r}) + \dot{W}_{comp,l} \\ & + \underbrace{\dot{m}_r c_{pl,r} (T_{r,b} - T_{l,r})}_{\text{si } \dot{m}_r \geq 0} - \underbrace{\dot{m}_{lv,r} h_{lv}}_{\text{si } \dot{m}_{lv,r} < 0} \end{aligned} \quad (\text{III.57})$$

En plus de la puissance de chauffe et des échanges avec la vapeur et la partie basse du réservoir, on trouve dans l'équation (III.57) le terme d'advection dans le liquide, un terme de « compressibilité », prenant en compte les effets du mouvement de l'interface, et le changement de phase par condensation.

Il est à noter que les équations (III.55) et (III.57) correspondent uniquement aux bilans d'énergie du fluide de la partie haute du réservoir et ne prennent pas en compte le système de stratification. Pour modéliser l'inertie thermique de celui-ci, qui n'est pas négligeable,

14. Ces choix sont approuvés par l'étude numérique du chapitre V

les termes capacitifs ont été modifiés dans ces relations.

Afin d'améliorer la modélisation hydraulique, on utilise les bilans de quantité de mouvement complets. On sépare en outre les pressions dans le liquide et la vapeur à l'interface, notées respectivement $P_{l,r}$ et $P_{v,r}$. De par notre hypothèse de vapeur saturante, on a toujours :

$$P_{v,r} = P_{sat}(T_{v,r}) \quad (\text{III.58})$$

Le bilan de quantité de mouvement au sein du liquide nous donne :

$$\begin{aligned} \frac{d(\dot{m}_r H_{l,r})}{dt} + \frac{\dot{m}_{r,S}^2}{\rho_{l,r} S_{RE}} - \frac{\dot{m}_{r,E}^2}{\rho_{l,r} S_L} + \left(\frac{\dot{m}_{lv,r}}{\rho_{l,r} S_{lv,r}} + \frac{dH_{l,r}}{dt} \right) \dot{m}_{lv,r} \\ + |\Delta P_{vis,r}| S_{eq,r} + \rho_{l,r} g H_{l,r} S_{eq,r} + (P_{l,r} - P_{r,b}) S_{eq,r} = 0 \end{aligned} \quad (\text{III.59})$$

On a ajouté aux pertes hydrostatiques les termes transitoire, d'advection et visqueux. En outre, une section équivalente $S_{eq,r}$ est introduite afin de prendre en compte la géométrie cylindrique du réservoir et donc une variation non linéaire de la hauteur liquide $H_{l,r}$ (cf. annexe F).

Finalement, le bilan de quantité de mouvement à l'interface liquide/vapeur correspond à la pression de recul :

$$P_{l,r} - P_{v,r} = \frac{\dot{m}_{lv,r}^2}{S_{lv,r}^2} \left(\frac{1}{\rho_{v,r}} - \frac{1}{\rho_{l,r}} \right) \quad (\text{III.60})$$

2.5.3 Bilan d'énergie de la conduite entre réservoir et évaporateur

Le bilan d'énergie du fluide de la conduite entre le réservoir et l'évaporateur dépend de la répartition des débits au réservoir par la gestion des échanges par advection (cf. annexe F). Ce bilan s'écrit :

Si $\dot{m}_{r,E} \geq 0$		Si $\dot{m}_{r,E} < 0$
Si $\dot{m}_r \geq 0$	Si $\dot{m}_r \leq 0$	$\dot{m}_r \leq 0$
$\rho_{RE} \Omega_{RE} \frac{dh_{RE}}{dt} = \dot{Q}_{reçu,RE} + \dot{W}_{comp,RE} + \dot{m}_{r,S}(h_{r,b} - h_{RE})$	$\rho_{RE} \Omega_{RE} \frac{dh_{RE}}{dt} = \dot{Q}_{reçu,RE} + \dot{W}_{comp,RE} + \dot{m}_{r,E}(h_{r,b} - h_{RE}) - \dot{m}_{r,Cpl}(T_{r,h} - T_{RE})$	$\rho_{RE} \Omega_{RE} \frac{dh_{RE}}{dt} = \dot{Q}_{reçu,RE} + \dot{W}_{comp,RE} + \dot{m}_{r,SCpl}(T_{r,h} - T_{RE})$

(III.61)

De même que pour l'équation (III.49), les échanges avec la partie haute du réservoir sont écrits en températures dans l'équation (III.61) du fait du modèle de cette partie haute. On considère en outre que le débit entre le réservoir et l'évaporateur est toujours positif pour alimenter la mèche poreuse (cf. annexe F).

2.5.4 Réseaux électriques analogues

L'ensemble des équations du réservoir (de l'équation (III.46) à l'équation (III.61)) est transcrit sous forme de réseaux électriques analogues, après adimensionnement des variables, afin d'être incorporé dans le modèle global de boucle.

Les bilans de masse (équations (III.46) et (III.51)) amènent aux réseaux des variables \dot{m}_r et α (figure III.29).

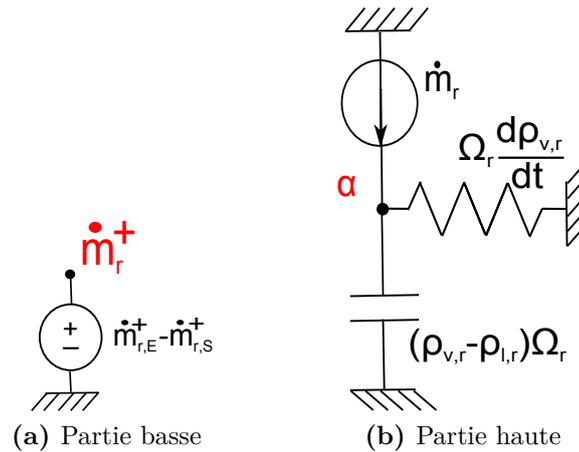


Figure III.29 – Réseaux électriques associés aux bilans de masse au réservoir

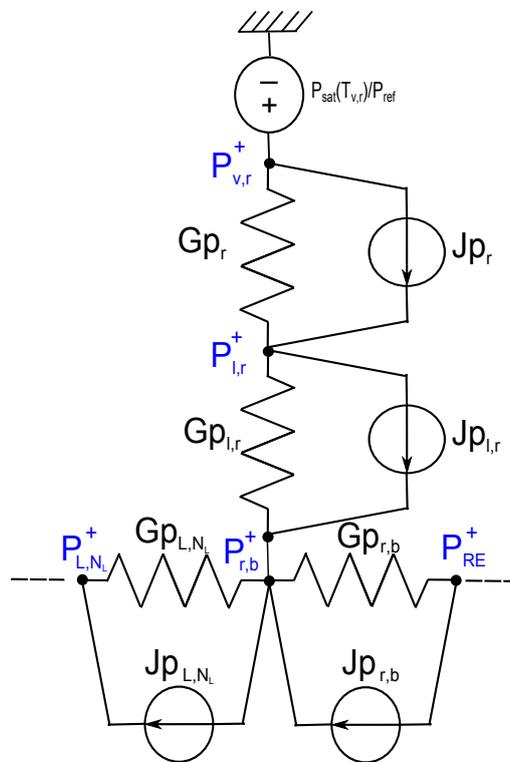


Figure III.30 – Réseau électrique associé aux bilans de quantité de mouvement au réservoir

Les bilans de quantité de mouvement (III.47), (III.48), (III.59) et (III.60) nous donnent, grâce à la même transcription exposée pour les conduites, le réseau en pression de la figure III.30.

De par notre modèle, le bilan d'énergie de la partie basse (III.49) est incorporé dans le réseau en enthalpie massique¹⁵ (figure III.31a), alors que les bilans d'énergie de la partie haute (III.55) et (III.57) sont transcrits dans le réseau « classique » en température (figure III.31b).

15. Pour plus clarté, seul le sens d'écoulement privilégié est transcrit par les conductances fluidiques de la figure III.31a

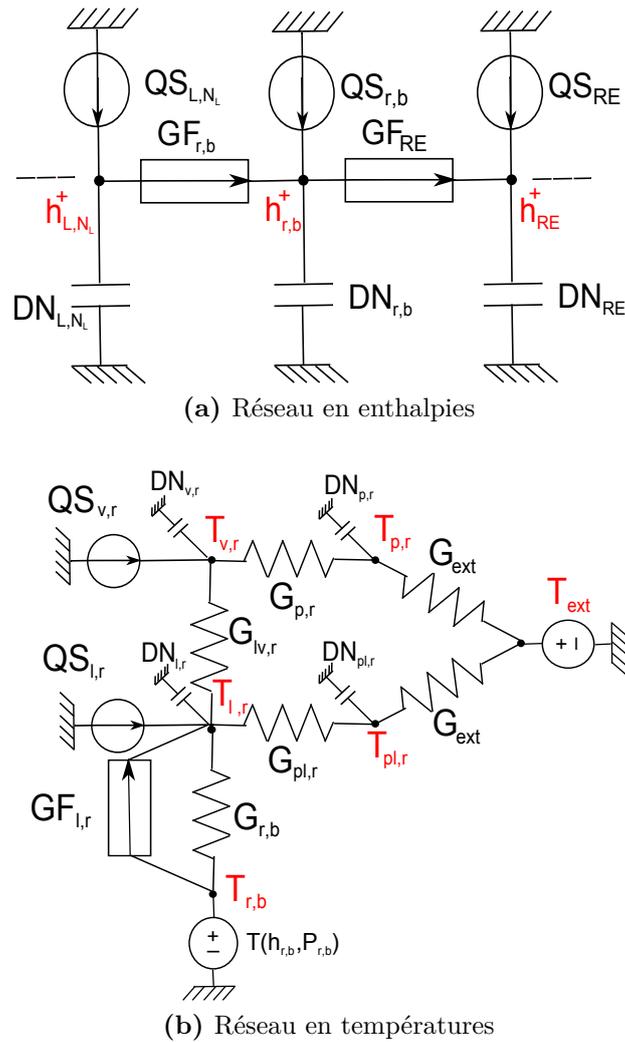


Figure III.31 – Réseaux électriques associés aux bilans d'énergie au réservoir

3 Bilan

La modélisation présentée dans ce chapitre s'appuie donc sur la résolution des bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie de la discrétisation spatiale du système. Pour rester dans une approche macroscopique, les modèles d'évaporateur et de réservoir ont été simplifiés en introduisant deux conductances empiriques G_{evap} et G_{res} .

La particularité du modèle est la transcription des équations de conservation sous forme de réseaux par analogie électrique. Ainsi la modélisation repose sur quatre réseaux fortement couplés comme le montre la figure III.32. La résolution numérique est alors effectuée grâce au solveur de réseaux électriques ESACAPTM. Celui-ci permet de traiter facilement et efficacement des problèmes de singularités et a fait ses preuves de résolution dans d'autres domaines. Il s'appuie entre autres sur un algorithme de Gear avec un ordre et un pas de temps variables. Cette résolution permet d'avoir un très bon compromis entre précision (taille du modèle, nombre de nœuds) et temps de calculs.

Dans les chapitres IV et VI, la démarche de recalage des conductances à l'évaporateur et au réservoir sera présentée avant la validation du modèle à partir des tests expérimentaux effectués pour un fonctionnement avec, respectivement, un seul et plusieurs évapo-

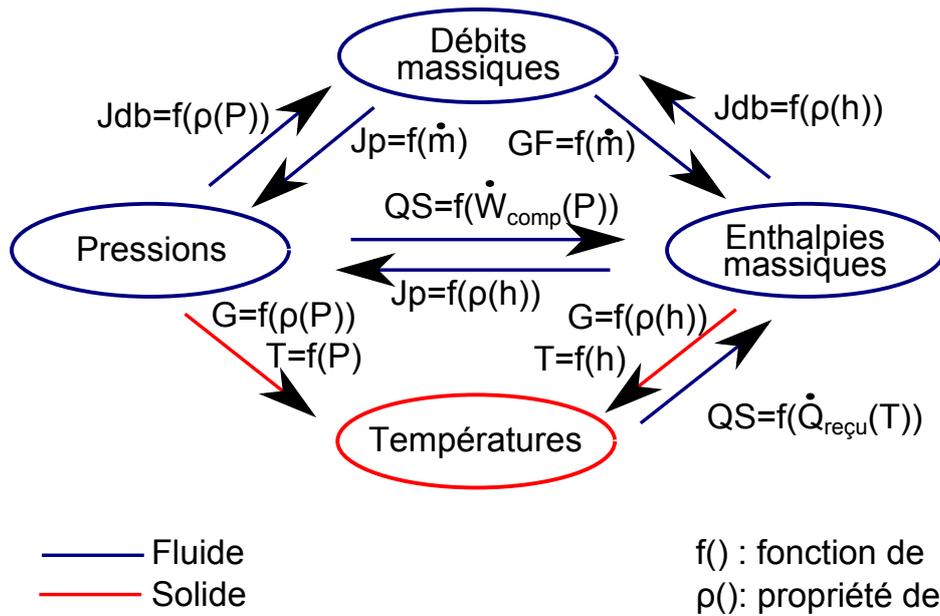


Figure III.32 – Couplage entre les réseaux de la modélisation

rateurs. Le chapitre V présentera une analyse numérique plus approfondie de la boucle en fonctionnement mono-évaporateur afin de mettre en exergue les principaux phénomènes couplés du système.

Chapitre IV

Analyse expérimentale du banc CERBERE avec un seul évaporateur en fonctionnement et comparaison avec les résultats numériques

Avant d'aborder le fonctionnement complexe du système avec trois évaporateurs, intéressons nous tout d'abord aux réponses thermohydrauliques lorsqu'un seul des évaporateurs est utilisé. Par cette première analyse expérimentale, nous en profitons pour effectuer un recalage et une comparaison avec les résultats du modèle présenté au chapitre III. Ceci nous permettra de réaliser une plus large analyse numérique dans ce premier cas de fonctionnement au chapitre V afin de mettre en évidence les nombreux phénomènes couplés du système. Il est à noter que les phases de démarrage, particulières, de la boucle seront traitées *a posteriori* au chapitre VII.

Comme pour l'essai de référence présenté au chapitre II, le fluide de travail est le méthanol pour l'ensemble des campagnes d'essai dont sont issus les divers résultats présentés.

1 Analyse expérimentale et validation du modèle en régime permanent

1.1 Identification des conductances empiriques

Dans un premier temps, afin de pouvoir comparer résultats expérimentaux et numériques, il nous faut recalibrer le modèle en régime permanent en identifiant les deux conductances empiriques à l'évaporateur et au réservoir, respectivement G_{evap} et G_{res} , introduites au chapitre précédent. On rappelle que G_{evap} modélise les échanges complexes au sein de l'évaporateur entre l'interface liquide/vapeur et la culasse et G_{res} permet de modéliser globalement les échanges entre les deux parties du réservoir (cf. chapitre III).

Cette identification est réalisée en fonction des conditions d'entrée du modèle, correspondant aux conditions limites du système, à savoir :

- la température de référence au réservoir T_{ref} (entre $60^{\circ}C$ et $80^{\circ}C$),
- la température de source froide au condenseur T_{II} (entre $10^{\circ}C$ et $30^{\circ}C$),
- la puissance appliquée à l'évaporateur \dot{Q}_{evap} (entre $200 W$ et $1500 W^1$).

1. Puissance maximale d'une alimentation de puissance

1.1.1 Procédure

Le premier recalage à effectuer est celui de la conductance au réservoir G_{res} afin de bien évaluer la température en entrée d'évaporateur intervenant dans le calcul du débit de la boucle (équation (III.41)) et donc dans celui des pertes de charge. Cette première identification s'effectue en égalisant la température de conduite de sortie de réservoir (entre réservoir et évaporateur) évaluée par le modèle et celle mesurée sur le banc expérimental.

Une fois que les échanges au réservoir sont bien représentés, on recale la conductance G_{evap} en ajustant la température de la culasse donnée par le modèle et la moyenne des températures mesurées expérimentalement sur l'évaporateur.

Lorsque ces deux conductances sont évaluées, on en profite pour déterminer la fraction volumique de vapeur au réservoir α en fonction des conditions aux limites, qui va nous permettre d'évaluer notamment la hauteur liquide au sein du réservoir. Cette évaluation sera utile lors de l'initialisation numérique de cette variable car l'équation (III.51), gouvernant α , ne décrit que son évolution et n'est donc pas référencée. On détermine α en régime permanent par :

$$\alpha = \frac{\frac{m_r}{\Omega_r} - \rho_{l,r}}{\rho_{v,r} - \rho_{l,r}} \quad (\text{IV.1})$$

Dans cette équation, m_r est la masse de fluide au sein du réservoir. Elle est évaluée par un bilan de masse de la boucle complète par différence entre la masse totale m_{tot} de fluide incorporé au sein de la boucle (connue lors du remplissage) et la somme des masses de fluide au sein de tous les éléments autres que le réservoir :

$$m_r = m_{tot} - \sum_{\substack{\text{élément} \\ \neq \text{réservoir}}} m_f \quad (\text{IV.2})$$

1.1.2 Résultats

1.1.2.1 Réservoir

La figure IV.1 présente l'évolution de la conductance au réservoir G_{res} en fonction de la puissance appliquée à l'évaporateur, pour des températures de référence et de source froide respectivement de 70°C et de 20°C et suivant l'évaporateur en fonctionnement. Les évaporateurs y sont numérotés suivant la sortie du réservoir à laquelle ils sont raccordés. Il est à noter que la conductance G_{res} a été déterminée indépendamment pour chaque évaporateur, l'étude ne portant pour l'instant que sur un fonctionnement mono-évaporateur.

On observe une augmentation de la conductance G_{res} avec la puissance appliquée pour chaque évaporateur. Compte tenu des débits mesurés inférieurs à $1,5 \text{ g.s}^{-1}$, il semble naturel de faire l'hypothèse que le régime d'écoulement en partie basse de réservoir soit laminaire (nombre de Nusselt constant). Par utilisation des corrélations usuelles, on estime alors la conductance représentative des échanges par convection dans cette partie basse à environ $3,3 \text{ W.K}^{-1}$. Ces échanges ne représentent ainsi qu'entre 25% et 50% (selon l'évaporateur) des échanges globaux entre les deux parties du réservoir. L'augmentation de G_{res} avec la puissance semble donc due à une intensification des échanges en partie haute. Celle-ci peut être due à l'augmentation de la puissance de régulation de la température de saturation avec la puissance imposée à l'évaporateur (les échanges thermiques entre les deux parties du réservoir étant plus importants). Ainsi, les effets de brassage au niveau de la cartouche chauffante sont prépondérants dans la valeur de la conductance G_{res} . On peut également supposer l'influence d'un léger effet de brassage dû au fort changement de direction de l'écoulement au niveau de l'entrée du réservoir.

En outre, l'augmentation de G_{res} de la sortie n°1 à la sortie n°3 illustre l'importance du positionnement de l'évaporateur au réservoir : l'écoulement en partie basse de réservoir et donc les échanges thermiques affectent une plus grande région lorsque la sortie vers l'évaporateur est éloignée de l'entrée du réservoir.

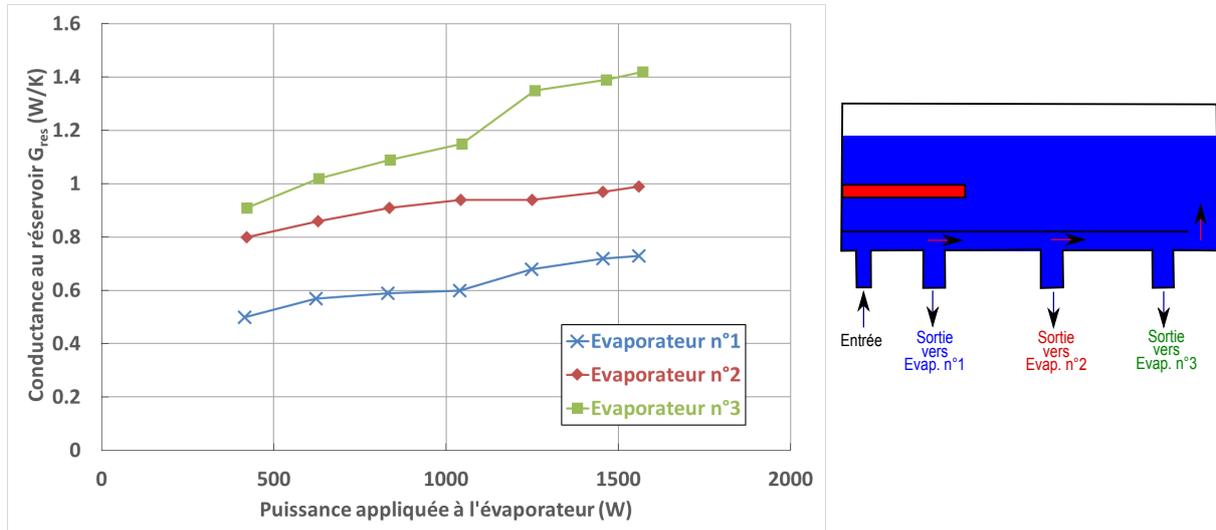
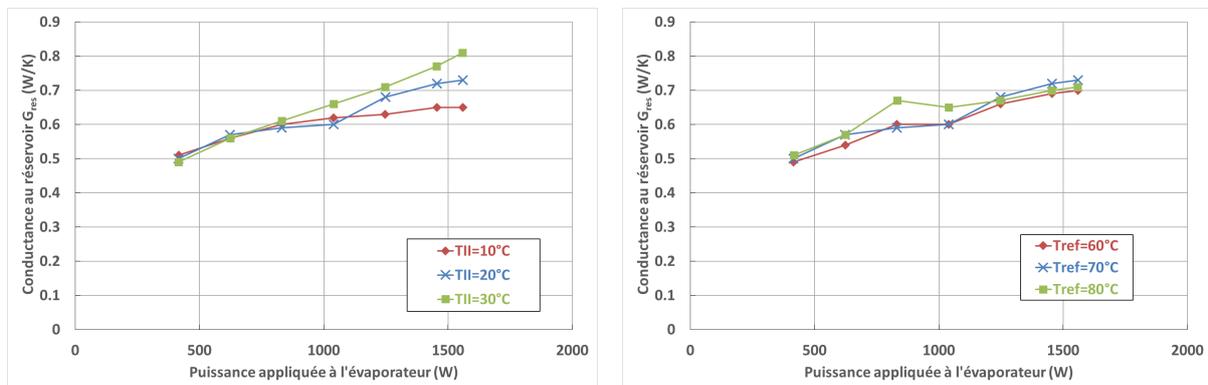


Figure IV.1 – Conductance identifiée au réservoir pour chaque évaporateur ($T_{ref} = 70^\circ C$ et $T_{II} = 20^\circ C$)

D'après les figures IV.2a et IV.2b, la conductance identifiée au réservoir est sensiblement indépendante (erreur sur G_{res} de l'ordre de $0,05 W.K^{-1}$) des températures de source froide et de référence au réservoir².



(a) Pour différentes températures de source froide ($T_{ref} = 70^\circ C$)

(b) Pour différentes températures de référence ($T_{II} = 20^\circ C$)

Figure IV.2 – Conductance identifiée au réservoir (évaporateur n°1)

Ce résultat diffère de ceux de Lachassagne [Lac10] dont les travaux ont montré une dépendance de G_{res} avec la température de source froide (et donc de la température d'entrée de réservoir). Cette différence peut être imputée à un volume plus grand de réservoir pour la boucle CERBERE que pour les boucles CPLIP mono-évaporateur. Ainsi, une masse plus importante de liquide en partie haute de réservoir pourrait expliquer la

2. On constate le même comportement pour les deux autres évaporateurs, les figures IV.2a et IV.2b ne présentant les résultats que pour l'évaporateur n°1

diminution des effets de l'écoulement de liquide froid en partie basse sur la valeur de cette conductance recalée G_{res} .

1.1.2.2 Evaporateur

L'identification de la conductance empirique à l'évaporateur G_{evap} montre une différence importante entre les trois évaporateurs (figure IV.3). Si les conductances des évaporateurs n°1 et n°3 coïncident, la conductance recalée pour l'évaporateur n°2 apparaît deux à trois fois plus faible que pour ces derniers. Cela est probablement dû à une altération du contact entre la culasse et la mèche poreuse (les évaporateurs, on le rappelle, n'étant pas neufs avant leur montage sur le banc CERBERE). Cette différence se traduit évidemment directement par des températures plus importantes au niveau de la culasse de cet évaporateur pour une même puissance imposée.

On observe en outre, pour l'ensemble des évaporateurs, une hausse de G_{evap} avec la puissance imposée. Cette évolution diffère des résultats obtenus par Ayel *et al.* [ALB⁺11] ou Lachassagne [Lac10] avec de l'éthanol, du méthanol et du N-pentane comme fluide de travail. Ces auteurs avaient alors conclu de cette diminution de G_{evap} avec la puissance imposée à une récession du front de vaporisation au sein de la mèche poreuse, pouvant détériorer considérablement les échanges entre la culasse et l'interface liquide/vapeur, et ce d'autant plus que la puissance imposée augmente. A l'inverse, le résultat obtenu sur le banc CERBERE pour le méthanol implique une interface de vaporisation assez stable au sein du poreux. L'augmentation de G_{evap} serait alors probablement due à des effets 3D très fins au sein de la mèche poreuse, dans laquelle une multitude de zones diphasiques seraient présentes, et qui augmenteraient les échanges par changement de phase.

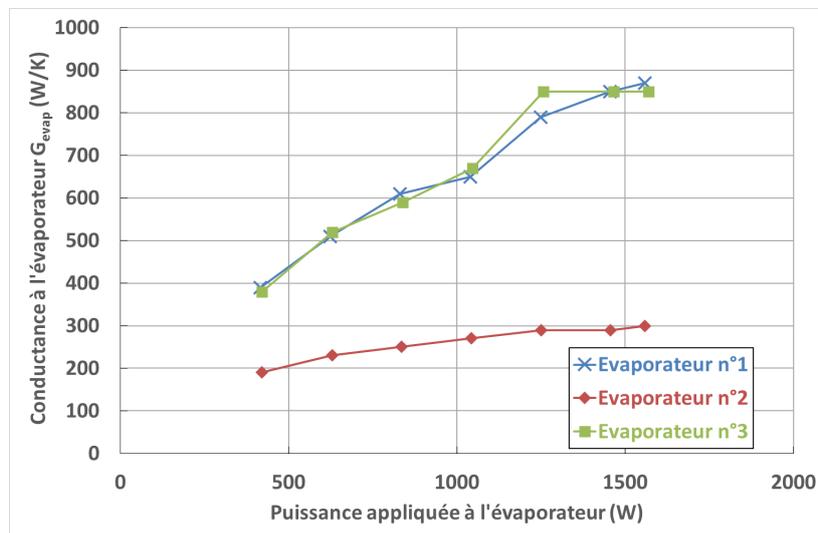
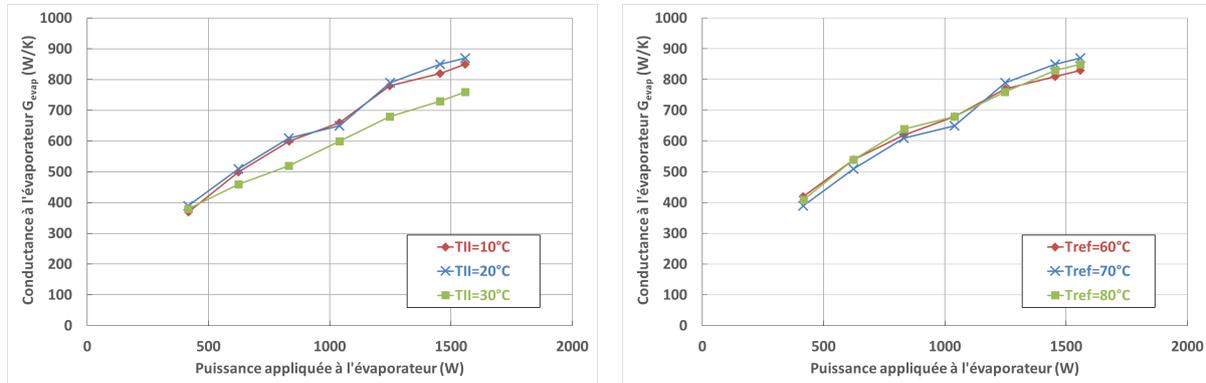


Figure IV.3 – Conductance identifiée à l'évaporateur pour chaque évaporateur ($T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)

Les figures IV.4a et IV.4b montrent que la conductance empirique à l'évaporateur est également relativement indépendante³ des températures de source froide au condenseur et de référence au réservoir (erreur sur G_{evap} de l'ordre de $50 W.K^{-1}$). Les conditions de vaporisation sont donc décorréées des phénomènes au condenseur (conditions limites de nature thermique) et au réservoir (conditions limites de nature hydraulique). Cette

3. Le même résultat est observé pour les évaporateurs n°2 et n°3

dernière indépendance à la référence au réservoir, non intuitive *a priori* compte tenu de la référence directe à la pression au réservoir des conditions de saturation à l'évaporateur, et allant contre les résultats de Lachassagne [Lac10], va dans le sens d'une interface liquide/vapeur stable au sein de la mèche poreuse et donc moins sensible aux variations de pressions.



(a) Pour différentes températures de source froide ($T_{ref} = 70^{\circ}C$)

(b) Pour différentes températures de référence ($T_{II} = 20^{\circ}C$)

Figure IV.4 – Conductance identifiée à l'évaporateur (évaporateur n°1)

1.2 Analyse et validation thermique

On peut présenter maintenant l'évolution des températures le long de la boucle en régime permanent suivant la puissance imposée à l'évaporateur. Pour cela, on s'appuie sur les figures IV.5a et IV.5b représentant les profils des températures de paroi mesurées sur le banc expérimental et évaluées par le modèle le long de la boucle CERBERE, respectivement, pour une puissance appliquée de 400 W et de 1000 W, et pour des températures de $70^{\circ}C$ au réservoir et de $20^{\circ}C$ au condenseur.

Avant d'analyser ces profils, on constate que le modèle prévoit assez fidèlement l'ensemble des températures mesurées sur le banc expérimental pour les deux puissances appliquées, notamment au condenseur.

Comme il a été dit pour l'essai de référence présenté au chapitre II, les températures de bâti d'évaporateur et de conduite vapeur restent stables, proches de la température de référence au réservoir. On observe néanmoins une légère augmentation de ces températures avec la puissance correspondant à une hausse de la température de saturation au sein de l'évaporateur et de la conduite vapeur, les pertes de charge étant plus importantes.

Le condenseur est suffisamment surdimensionné pour que la température de sous-refroidissement du méthanol soit égale à la température de source froide en sortie de condenseur, quelle que soit la puissance thermique à évacuer. Le front de condensation reste en outre dans la première longueur du condenseur. On peut apprécier son avancée au sein de la conduite avec la hausse de puissance. Le modèle nous permet d'estimer une longueur diphasique η au condenseur passant de 37 cm à 52 cm pour les deux puissances exposées. Cette longueur η apparaît plus faible sur la figure IV.5 du fait de la diffusion dans les tubes, les températures étant mesurées et calculées sur les parois externes du condenseur. On remarque enfin que le modèle prévoit une température légèrement plus importante en entrée de condenseur qu'en sortie de ligne vapeur. Cela vient de la meilleure isolation au condenseur qu'au niveau de la conduite, prise en compte dans la modélisation.

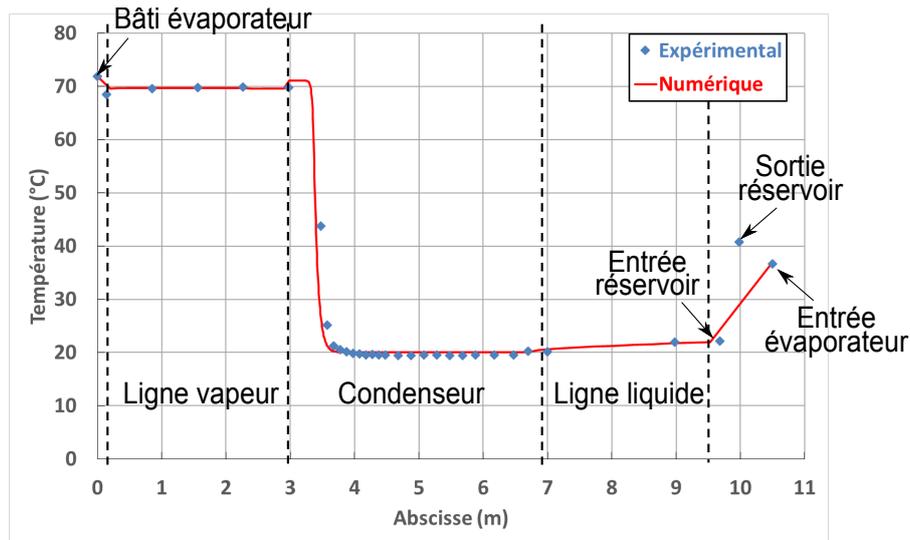
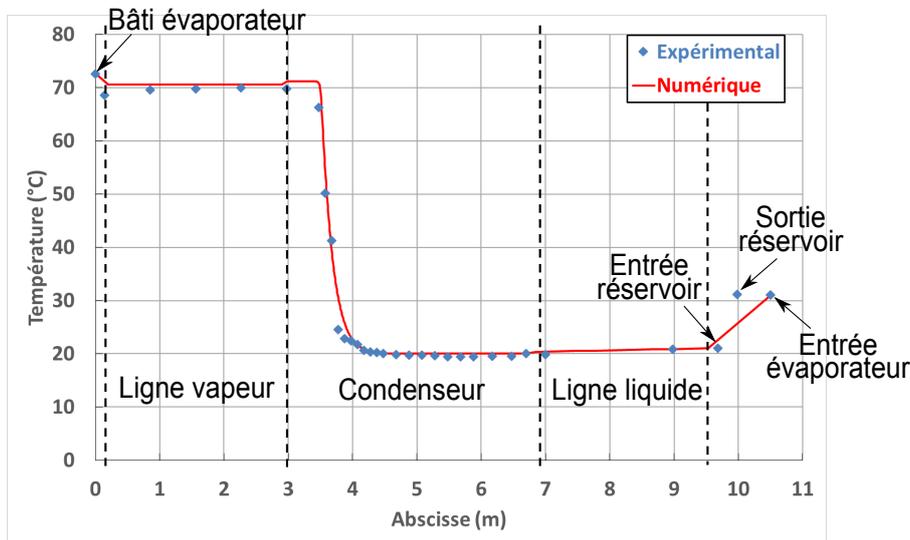
(a) $\dot{Q}_{evap} = 400 \text{ W}$ (b) $\dot{Q}_{evap} = 1000 \text{ W}$

Figure IV.5 – Comparaison en régime permanent des résultats expérimentaux et numériques : profils de températures le long de la boucle CERBERE (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^\circ\text{C}$, $T_{II} = 20^\circ\text{C}$)

Les températures de la ligne liquide et de l'entrée du réservoir diminuent avec la puissance du fait de l'augmentation du débit (cf. § 1.3) et donc d'une baisse des pertes thermiques avec l'ambiance. Le même phénomène est responsable de la diminution des températures de sortie de réservoir et d'entrée d'évaporateur. Il est à noter que le recalage de la conductance au réservoir a été effectué sur la température d'entrée d'évaporateur plutôt que sur celle en sortie de réservoir. En effet, du fait de la présence des débitmètres, les thermocouples placés au niveau de ces sorties sont très proches de la culasse du réservoir. Ainsi, les effets conductifs au sein des parties solides influencent fortement la mesure de température à cet endroit, notamment à faible puissance imposée (car faible débit). Cette mesure peut donc ne pas être représentative d'une température interne de fluide allant vers l'évaporateur.

1.3 Analyse et validation hydraulique

Les mesures des débitmètres et des capteurs de pression du banc CERBERE vont nous permettre d'effectuer une première validation hydraulique du modèle en régime permanent. On présente ci-après la comparaison des résultats expérimentaux et numériques toujours pour un essai avec des températures de 70°C au réservoir et de 20°C au condenseur.

La figure IV.6 présente le débit masse en régime permanent évalué par le modèle comparé aux deux débits mesurés expérimentalement en amont de l'évaporateur et en aval du condenseur. La légère différence observée entre les deux résultats expérimentaux reste dans l'erreur de mesures des débitmètres. On observe que le modèle est fidèle aux résultats obtenus sur le banc CERBERE.

Le débit masse apparaît presque linéaire avec la puissance imposée. Cela implique que le flux de fuite (flux de chaleur nécessaire à chauffer le liquide de l'entrée de la mèche poreuse jusqu'à l'interface de vaporisation $= \dot{m}_{evap}c_{pl}(T_{evap} - T_{art})$) semble assez faible devant la chaleur latente (changement d'état $= \dot{m}_{evap}h_{lv}$). Il représente néanmoins environ 10% du flux de chaleur total traversant la mèche, selon les résultats fournis par le modèle, ce qui n'est pas négligeable.

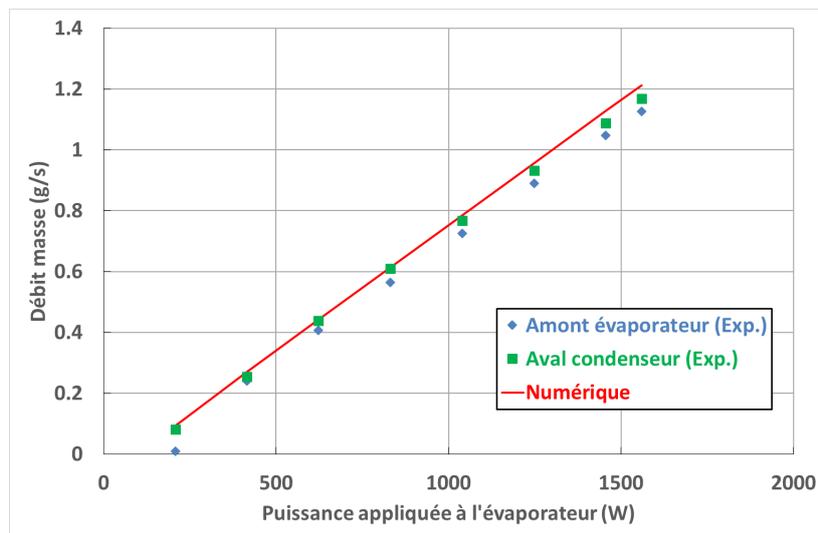


Figure IV.6 – Comparaison en régime permanent des résultats expérimentaux et numériques : débit masse (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^{\circ}\text{C}$ et $T_{II} = 20^{\circ}\text{C}$)

On présente finalement les évolutions avec la puissance imposée des différentes pertes de charge le long de la boucle (figure IV.8). On évalue ces pertes de charge par la différence des pressions absolues, mesurées expérimentalement ou calculées numériquement, entre l'entrée et la sortie de chaque élément considéré, comme illustré sur la figure IV.7.

Comme il a été dit lors de la présentation de l'essai de référence du chapitre II, les pertes de charge prédominantes sont hydrostatiques (conduite liquide et conduite entre réservoir et évaporateur). L'ensemble des différences de pressions au sein de la boucle augmentent en valeur absolue avec la puissance imposée du fait de la hausse des frottements visqueux, ceux-ci dépendant directement du débit. Finalement, on constate que la différence de pression au sein du réservoir reste sensiblement constante. Celle-ci étant principalement gravitaire, on en conclut que la hauteur de liquide dans le réservoir varie très peu avec la puissance imposée. Cela va dans le sens des constatations effectuées précédemment sur l'évolution du front de condensation. En effet, on a vu que la position de

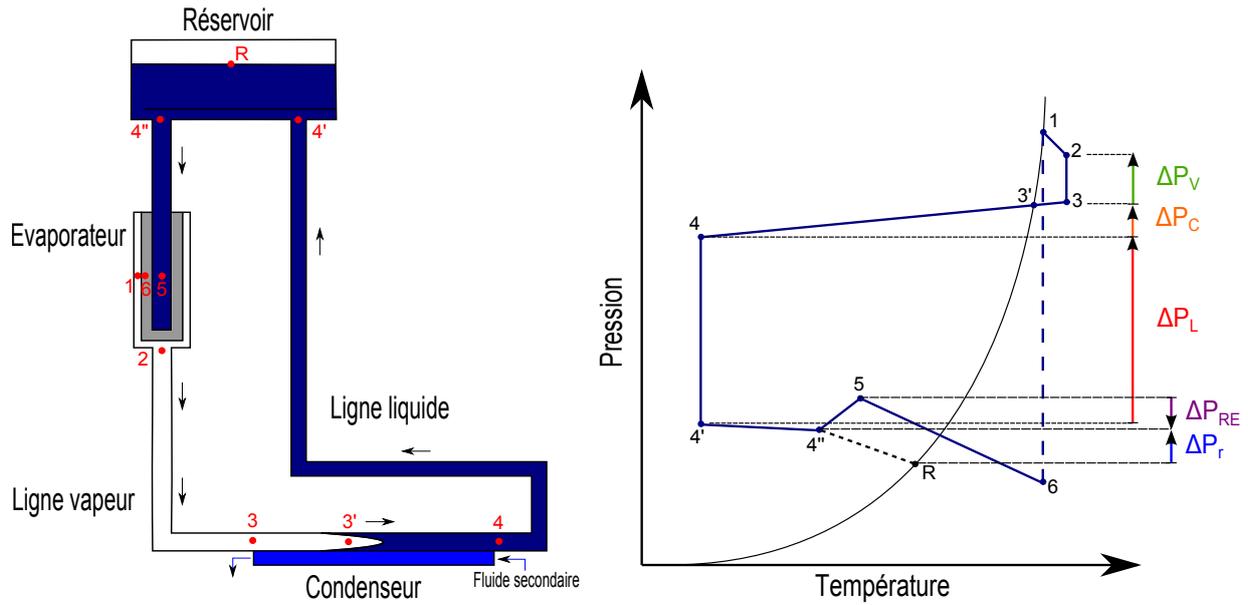


Figure IV.7 – Notations des pertes de charge le long de la boucle

celui-ci variait très peu avec la puissance, relativement à la longueur totale de la boucle. Cela implique qu'un faible volume de fluide supplémentaire est ajouté au volume tampon du réservoir lorsque cette puissance augmente.

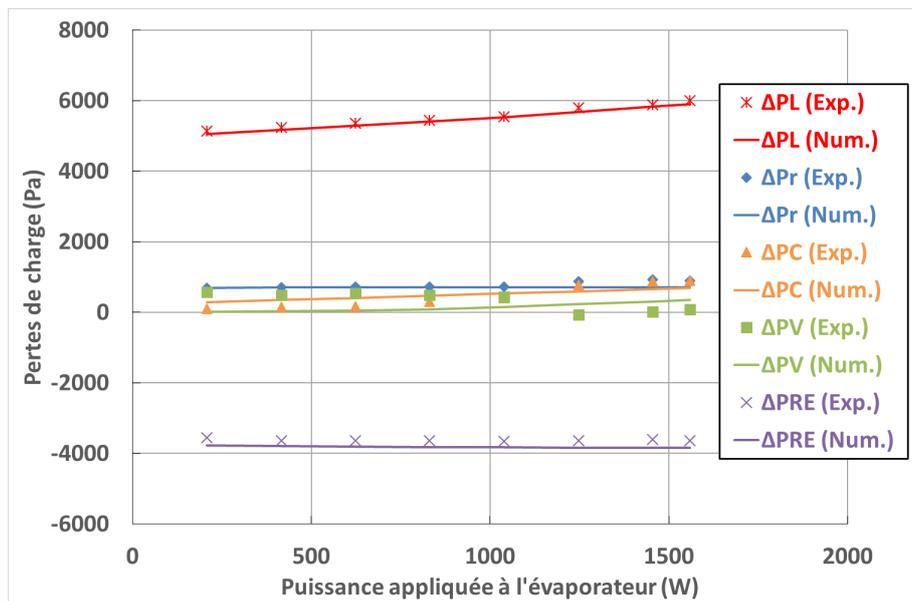


Figure IV.8 – Comparaison en régime permanent des résultats expérimentaux et numériques : pertes de charge (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)

Les courbes expérimentales et numériques correspondent très bien pour les pertes de charge régies majoritairement par variation de pression gravitaire (erreur maximale de 5% pour ΔP_{RE} à 1400 W). En revanche, les résultats des mesures et des calculs des pertes de charge dans la ligne vapeur et au condenseur présentent quelques différences notables (erreurs maximales de 90% pour ΔP_V et de 60% pour ΔP_C à 200 W). Celles-ci sont inhérentes aux corrélations utilisées en écoulement diphasique, mais également aux mesures

de pressions en phase vapeur. Heureusement, leur faible ordre de grandeur, relativement aux pertes hydrostatiques, fait que l'erreur sur les pertes de charge globales reste minime.

La valeur du pompage capillaire est donc imposée par la somme des pertes de charge par gravité au sein de la boucle. A partir du diagramme de fonctionnement délivré par les résultats numériques (figure IV.9), on observe en effet que la pression motrice capillaire ΔP_{cap} correspond à la différence entre les pertes hydrostatiques au sein de la conduite liquide ΔP_L et celles au sein de la conduite entre réservoir et évaporateur ΔP_{RE} , en ajoutant les pertes de charge dans la mèche poreuse. Ainsi, pour ce type de boucle « CPLIP », c'est la position relative entre l'entrée de l'évaporateur et la sortie du condenseur qui définit le minimum du pompage capillaire.

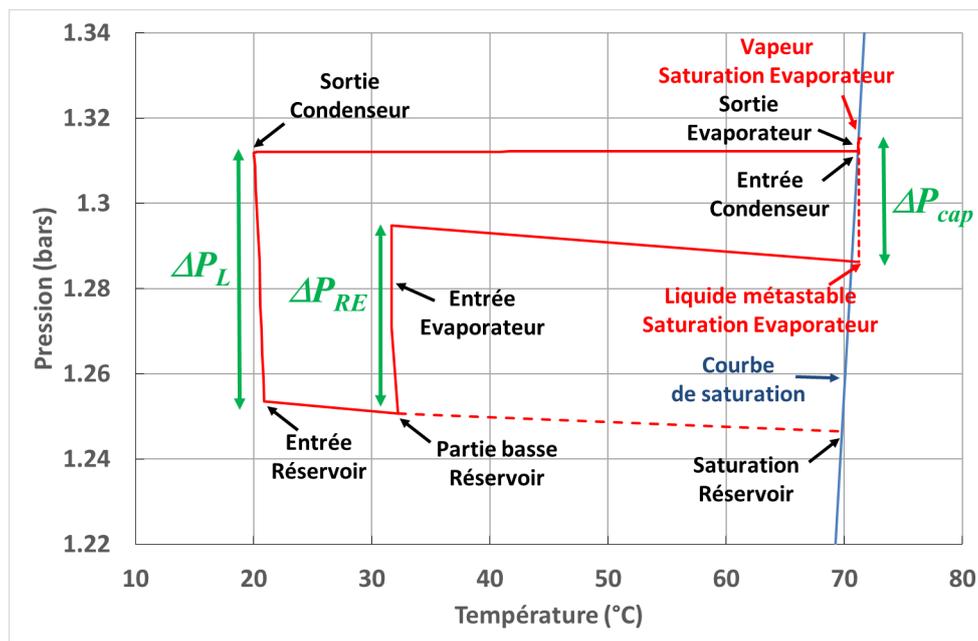


Figure IV.9 – Diagramme (P,T) de fonctionnement de CERBERE (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^\circ C$, $T_{II} = 20^\circ C$, $\dot{Q}_{evap} = 1000 W$)

Une étude numérique plus approfondie sera effectuée au chapitre V sur l'ensemble des pertes de charge de la boucle en régime transitoire afin d'évaluer plus précisément la dynamique hydraulique de chaque élément.

2 Analyse expérimentale en régime transitoire et confrontation avec les résultats de la modélisation

Afin d'appréhender la dynamique thermohydraulique de la boucle et de comparer facilement les résultats expérimentaux et numériques, on s'intéresse ci-après à deux cas simples de phases transitoires sévères comme on pourrait en rencontrer dans des applications réelles. Le premier correspond à une augmentation de la charge thermique à l'évaporateur, tandis que le second correspond à une baisse de cette sollicitation.

A l'instar de l'étude en régime permanent, on se propose d'exposer les résultats expérimentaux et numériques simultanément afin de les confronter directement et ainsi discuter plus facilement des phénomènes mis en jeu. On peut ainsi considérer, dans cette partie, le

modèle comme un outil d'analyse des résultats expérimentaux permettant de mettre en évidence des phénomènes comportementaux selon qu'ils sont bien ou pas représentés par la modélisation.

2.1 Modification des conductances empiriques du modèle

Comme on l'a vu précédemment, les deux conductances empiriques introduites dans les modèles de réservoir et d'évaporateur (G_{res} et G_{evap}) dépendent uniquement, au premier ordre, de la puissance imposée à l'évaporateur en régime permanent.

Afin de mieux modéliser les phases transitoires (compte tenu notamment de l'observation expérimentale d'« overshoots » de débit liquide, cf. chapitre II), on choisit d'évaluer la conductance empirique au réservoir G_{res} , non plus en fonction de cette puissance imposée à l'évaporateur, mais en fonction du débit masse $\dot{m}_{r,E}$ en entrée de réservoir. En outre, afin d'utiliser le modèle « avancé » de réservoir, qui représente les phénomènes transitoires intrinsèques à l'élément (cf. chapitre V), on recale plutôt la conductance $G_{l,r}$ reliant les deux nœuds liquide (cf. chapitre III) en fonction de cette variable.

Au niveau de l'évaporateur, toujours dans un souci d'évaluation plus fine des phases transitoires, on choisit d'estimer la conductance empirique G_{evap} en fonction du flux de chaleur évalué au niveau de cette conductance⁴, noté $\dot{Q}(G_{evap})$.

2.2 Charges croissantes de puissance appliquée à l'évaporateur

On expose ici les résultats expérimentaux et de modélisation obtenus pour diverses sollicitations, correspondant à l'application d'une rampe de puissance à l'évaporateur de 400 W à 1000 W, illustrées sur la figure IV.10⁵, pour des températures de référence au réservoir et de source froide au condenseur, respectivement, de 70°C et 20°C. Les différentes rampes de puissance correspondent à une sollicitation de 6 W.s⁻¹, pour la plus douce (courbe bleue), à 600 W.s⁻¹ pour la plus sévère (courbe rouge).

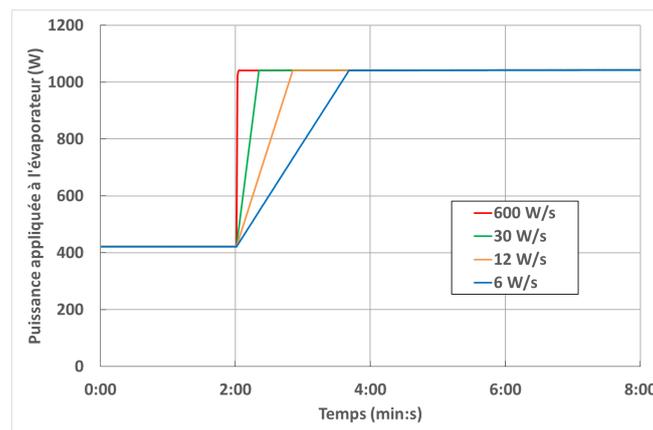


Figure IV.10 – Différentes rampes croissantes de puissance appliquée à l'évaporateur

2.2.1 Evolutions des débits

On présente dans un premier temps les évolutions transitoires des débits masse. Ceux-ci dépendent directement des phénomènes internes à l'évaporateur, lieu du pompage capil-

4. Cette évaluation de G_{evap} est donc implicite

5. Sont illustrées, sur la figure IV.10, les puissances réelles mesurées - cf. essai de référence du chapitre II

laire. Compte tenu des fortes différences obtenues sur les valeurs de conductances empiriques G_{evap} pour l'évaporateur n°2 comparativement aux deux autres évaporateurs, les résultats pour les évaporateurs n°1 et n°2 sont exposés et comparés.

La figure IV.11 présente les réponses des débits en entrée d'évaporateur. Ces réponses sont presque du premier ordre avec la sollicitation en puissance.

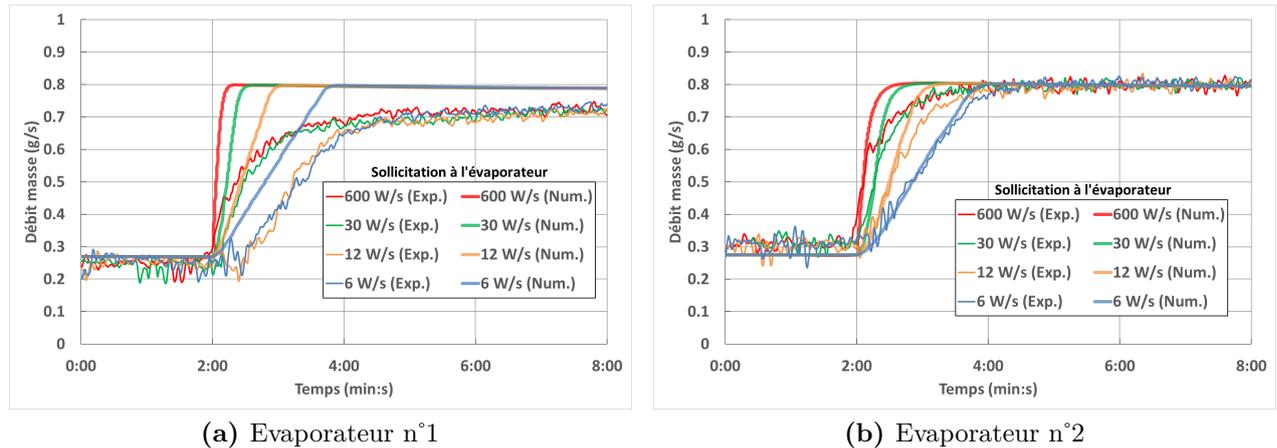


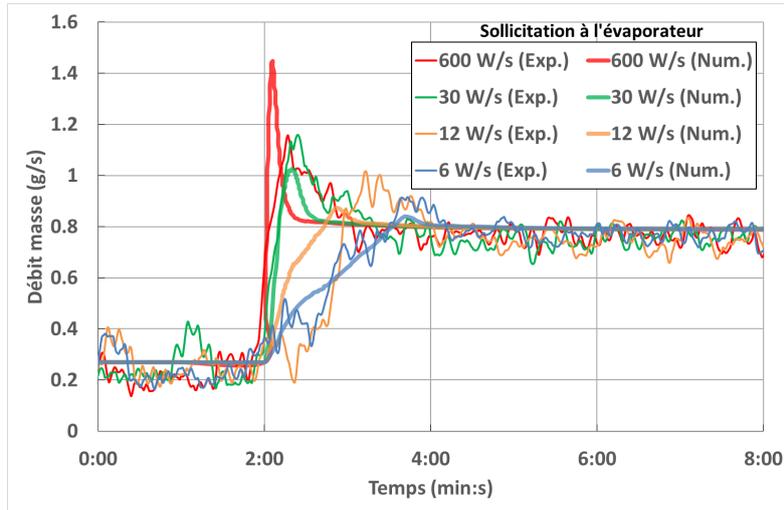
Figure IV.11 – Evolutions temporelles du débit masse en entrée d'évaporateur pour les différentes charges croissantes de puissance ($T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)

On remarque que l'inertie de l'évaporateur est bien respectée par le modèle (même pente au changement de puissance que les résultats expérimentaux). Ensuite, un écart apparaît entre mesures expérimentales et résultats numériques : une inertie supplémentaire amène à une réponse plus douce du débit mesuré. Celle-ci résulte nécessairement de phénomènes transitoires ayant lieu au sein de l'évaporateur et notamment dans la mèche poreuse. Par exemple, une extension transitoire d'une poche vapeur au sein de la mèche amènerait à freiner l'arrivée de liquide en entrée d'évaporateur. Le modèle très simplifié de notre évaporateur, ne permettant pas de modéliser de tels phénomènes, s'éloigne ainsi légèrement des résultats expérimentaux. La comparaison des réponses des deux évaporateurs conforte cette explication. En effet, pour l'évaporateur n°2, les échanges entre la culasse et l'interface de vaporisation plus résistifs (conductance G_{evap} plus faible) atténuent cet effet inertiel supplémentaire : les résultats de modélisation sont donc plus proches des valeurs mesurées que pour l'évaporateur n°1. Pour comprendre quels phénomènes sont précisément mis en jeu, il serait ainsi bon de confronter ces résultats avec une étude fine du milieu poreux soumis aux mêmes conditions aux limites.

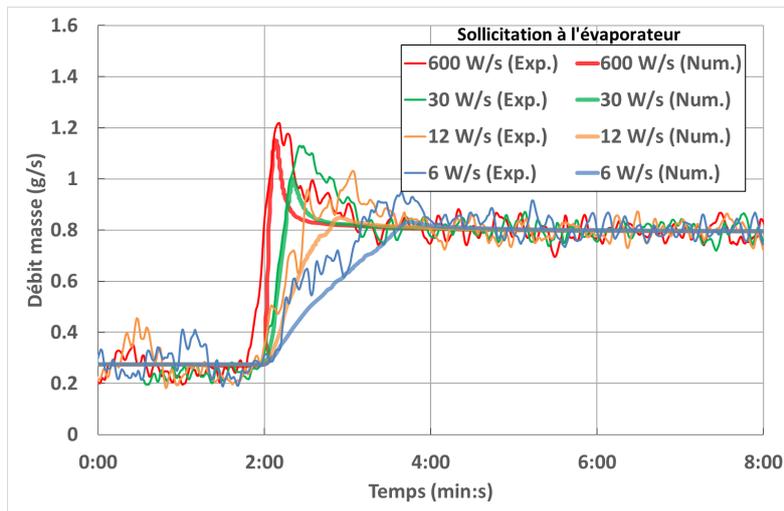
Du fait de cette légère divergence avec les résultats expérimentaux, le modèle prévoit en outre un très léger overshoot (peu visible sur la figure IV.11), notamment pour les transitoires les plus sévères. Celui-ci provient de l'inertie de la culasse de l'évaporateur.

Les réponses des débits en sortie de condenseur sont exposées sur la figure IV.12. Comme il a été mentionné au chapitre II, il y apparaît un overshoot d'autant plus prononcé que la rampe de puissance imposée est forte. Celui-ci, déjà observé sur la « CPLIP 1.2 » [Lac10], est issu de l'avancée brutale du front de condensation qui « pousse » du liquide froid, incompressible, hors du condenseur (effet piston). Ce phénomène sera plus amplement étudié lors de l'analyse numérique du chapitre V. En outre, l'impact de l'arri-

vée de ce liquide froid au réservoir nous permettra de comprendre l'évolution des pressions et températures, présentées par la suite.



(a) Evaporateur n°1



(b) Evaporateur n°2

Figure IV.12 – Evolutions temporelles du débit masse en sortie de condenseur pour les différentes charges croissantes de puissance ($T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)

La modélisation semble bien estimer l'amplitude et le temps caractéristique de cet overshoot. On observe néanmoins que les résultats numériques s'éloignent un peu plus des valeurs mesurées pour l'évaporateur n°1 que pour l'évaporateur n°2. L'influence du modèle d'évaporateur, explicité précédemment, a un impact direct sur les débits estimés aux bornes du condenseur.

2.2.2 Evolutions des pressions

Restons dans la dynamique hydraulique et intéressons nous maintenant à l'évolution des pressions. La figure IV.13 présente tout d'abord celle de la pression de référence au réservoir.

On retrouve l'oscillation à basse fréquence, déjà mentionnée au chapitre II, résultant de la régulation PID. Cette évolution apparaît assez indépendante de la sollicitation im-

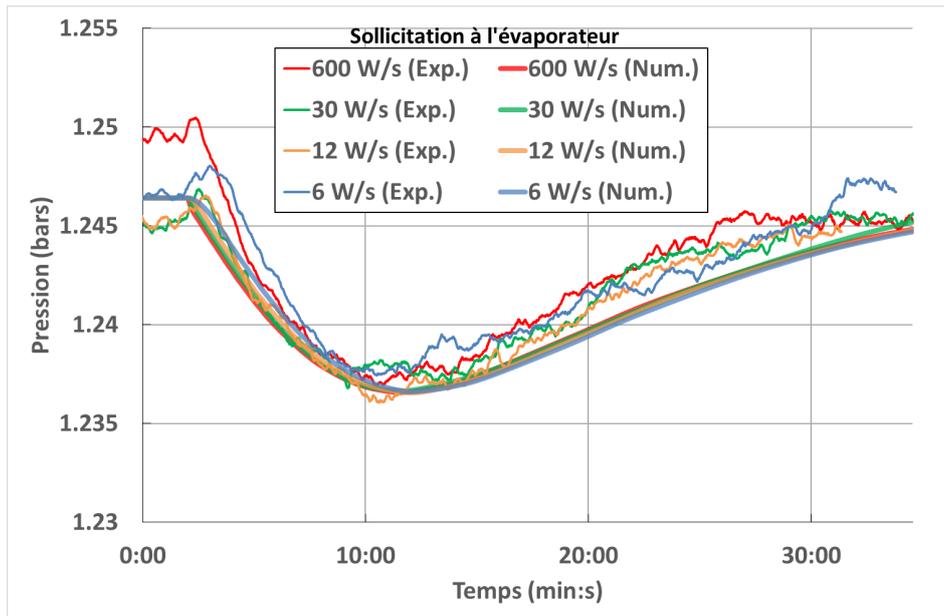


Figure IV.13 – Evolutions temporelles de la pression de saturation au réservoir pour les différentes charges croissantes de puissance (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)

posée à l'évaporateur. Comme on l'a dit lors de la présentation de l'essai de référence, ce comportement est lié à une baisse transitoire de la température de saturation de l'ordre de $0,2^{\circ}C$. L'étude plus approfondie du réservoir, exposée au chapitre V, nous montre que cette diminution est principalement due à l'entrée brusque de liquide froid résultant de l'overshoot de débit en sortie de condenseur, mentionné au paragraphe précédent. D'après les résultats numériques de la figure IV.14, pour chaque sollicitation, la même masse de liquide froid entre dans la partie haute du réservoir avant que la régulation thermique n'influe sur la thermodynamique (à partir de 10 minutes environ, d'après la figure IV.13). Cette masse, évaluée par l'intégrale temporelle du débit masse entre les deux parties du réservoir, correspond à celle du volume de liquide soustrait au condenseur, du fait de l'avancée du front de condensation.

Ainsi, l'effet hydraulique transitoire rapide au condenseur amène à une variation thermique basse fréquence au réservoir, qui elle-même a un impact lent sur la dynamique hydraulique de toute la boucle. Par cette observation, on met en exergue un des forts couplages entre les éléments de la boucle.

Le modèle « avancé » de réservoir permet de très bien prédire ces variations de pressions basse fréquence, contrairement au premier modèle développé, plus « simpliste » (cf. chapitre V).

On présente sur la figure IV.15 l'évolution des pressions aux bornes de l'évaporateur. L'oscillation basse fréquence observée sur la pression de référence au réservoir se répercute sur ces pressions. Les pertes de charge dans la phase liquide entre le réservoir et l'évaporateur étant principalement hydrostatiques, on retrouve la même évolution temporelle que la pression au réservoir pour la pression en entrée d'évaporateur. La pression de la vapeur en sortie d'évaporateur, quant à elle, subit une augmentation rapide avant de retrouver le comportement hydraulique global. Ce pic de pression augmente avec la sévérité de la rampe de puissance appliquée à l'évaporateur. Cette variation provient de l'augmentation brusque des pertes de charge par frottement visqueux, notamment à cause

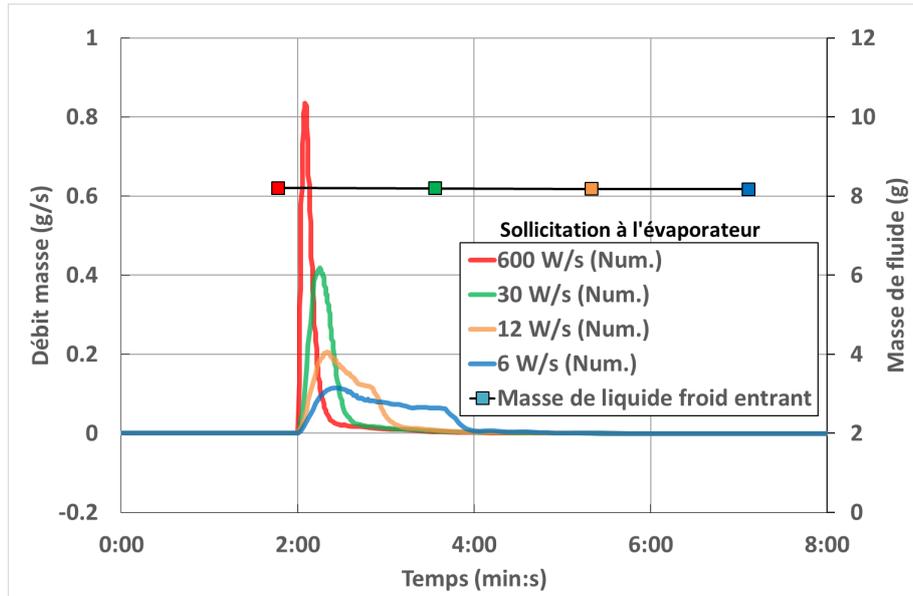


Figure IV.14 – Evolutions temporelles du débit masse évalué entre les deux parties du réservoir pour les différentes charges croissantes de puissance (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)

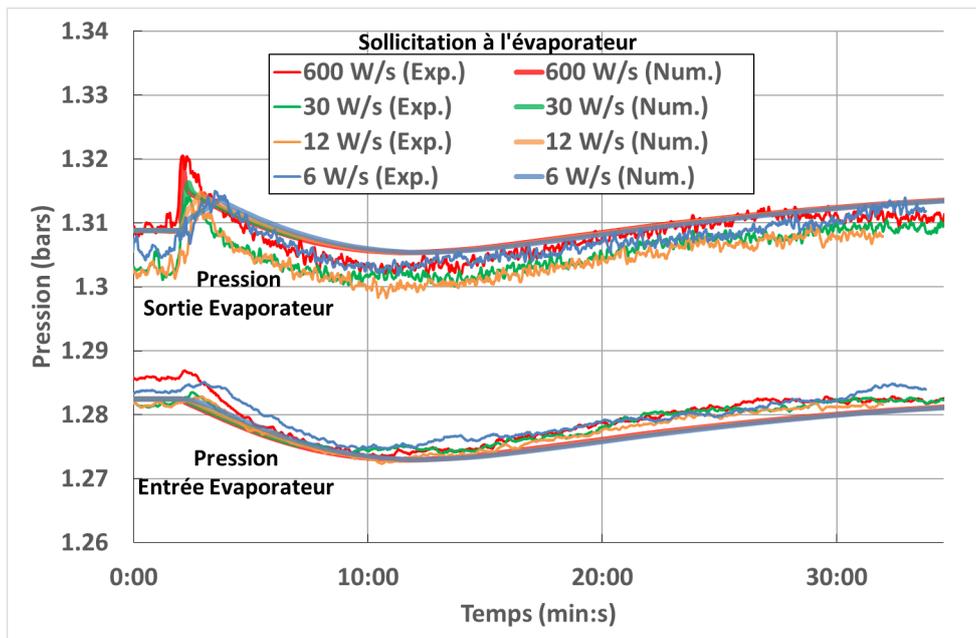


Figure IV.15 – Evolutions temporelles des pressions à l'évaporateur pour les différentes charges croissantes de puissance (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)

de l'overshoot en sortie de condenseur. D'après la figure IV.16, on constate en effet que le pic de pression vapeur est d'amplitude proportionnelle et de même temps caractéristique que cet overshoot de débit du liquide. On met ainsi en évidence un nouveau couplage entre l'évaporateur et le condenseur, que la modélisation retranscrit très bien.

2.2.3 Evolutions des températures

On présente finalement sur les figures IV.17 et IV.18, les réponses en température, respectivement, à l'entrée et au niveau de la culasse de l'évaporateur. Pour la même raison

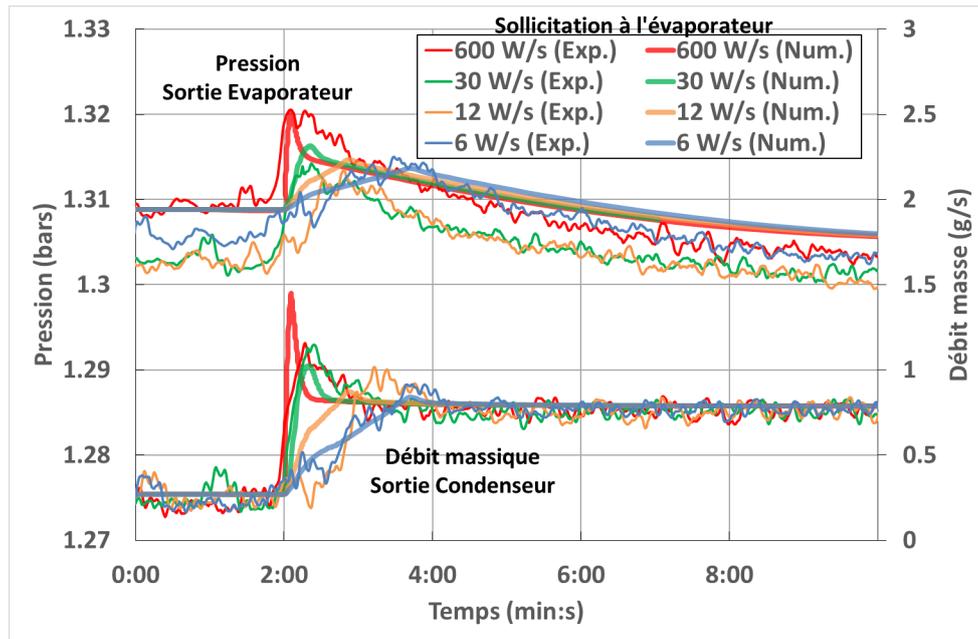


Figure IV.16 – Comparaison des évolutions temporelles de la pression en sortie d'évaporateur et du débit en sortie de condenseur pour les différentes charges croissantes de puissance (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)

que pour les débits masse (figure IV.11), sont illustrés sur cette dernière figure à la fois les résultats obtenus pour l'évaporateur n°1 et pour l'évaporateur n°2.

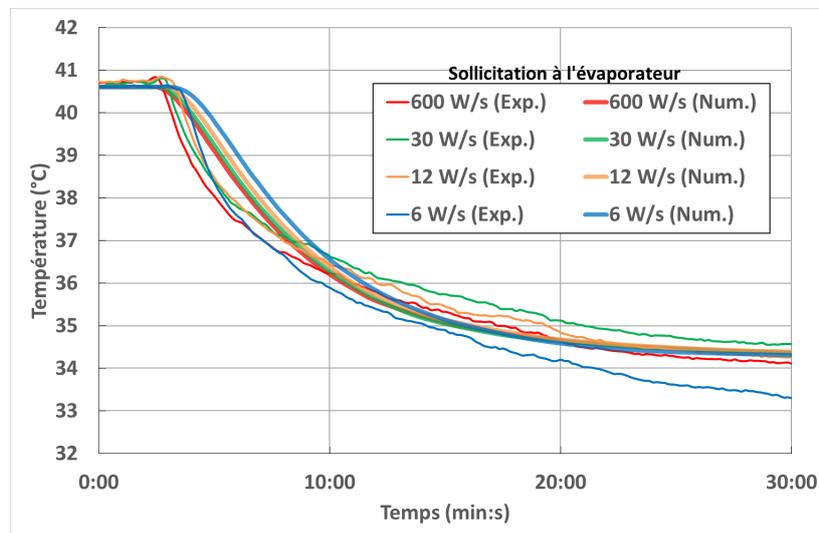
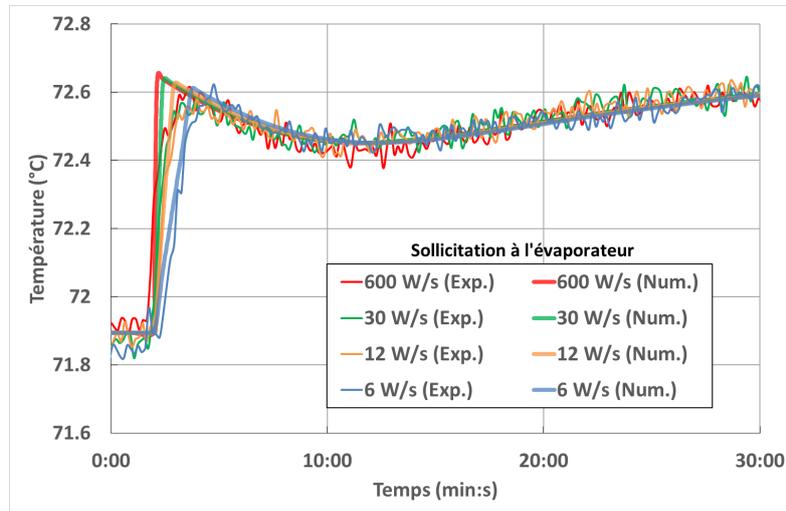


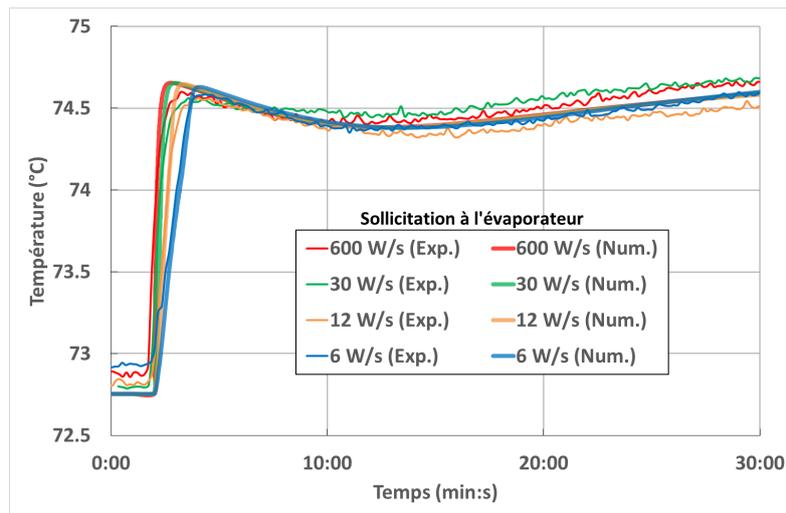
Figure IV.17 – Evolutions temporelles de la température de paroi de la conduite en entrée d'évaporateur pour les différentes charges croissantes de puissance (évaporateur n°2, $T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)

La température au niveau de la paroi de conduite d'entrée d'évaporateur diminue du fait de l'augmentation du débit masse qui minimise le temps d'échange thermique entre le fluide circulant en partie basse de réservoir et la partie haute. Du fait de l'inertie thermique, l'évolution de cette température est assez indépendante de la rampe de puissance appliquée. La modélisation prédit un retour à l'équilibre de cette température avec un bon

temps caractéristique, bien que la pente au démarrage soit plus lente que celle observée expérimentalement.



(a) Evaporateur n°1



(b) Evaporateur n°2

Figure IV.18 – Evolutions temporelles de la température moyenne de culasse de l'évaporateur pour les différentes charges croissantes de puissance ($T_{ref} = 70^\circ C$ et $T_{II} = 20^\circ C$)

On constate que la température moyenne de culasse de l'évaporateur subit des oscillations à basse fréquence, issues de celles constatées sur les pressions. Ainsi, du fait de la faible épaisseur de bâti, cette température suit l'évolution de la température de saturation interne de l'évaporateur. On retrouve ainsi le même comportement constaté pour la pression vapeur en sortie d'évaporateur : le couplage avec le condenseur amène dans un premier temps à un pic de la température, puis celle-ci suit les contraintes thermodynamiques imposées par les fluctuations au réservoir.

Pour les mêmes raisons évoquées dans l'analyse des débits masse (modèle simple d'évaporateur et différence de G_{evap} entre les évaporateurs), la modélisation est plus proche des résultats expérimentaux en ce qui concerne l'évolution des températures de l'évaporateur n°2. La différence entre les températures de culasse des deux évaporateurs et de

leurs augmentations, pour les mêmes puissances appliquées, peut être en outre appréciée sur la figure IV.18. En effet, la culasse de l'évaporateur n°2 admet des températures plus élevées et subit également une hausse de températures plus importantes ($+1,8^{\circ}C$ contre $+0,6^{\circ}C$ pour l'évaporateur n°1, pour les puissances considérées).

2.3 Charges décroissantes de puissance appliquée à l'évaporateur

On étudie finalement le comportement de la boucle pour une baisse de la charge thermique à l'évaporateur, entre 1000 W et 400 W (figure IV.19). Les températures de réservoir et de source froide sont toujours, respectivement, de $70^{\circ}C$ et $20^{\circ}C$.

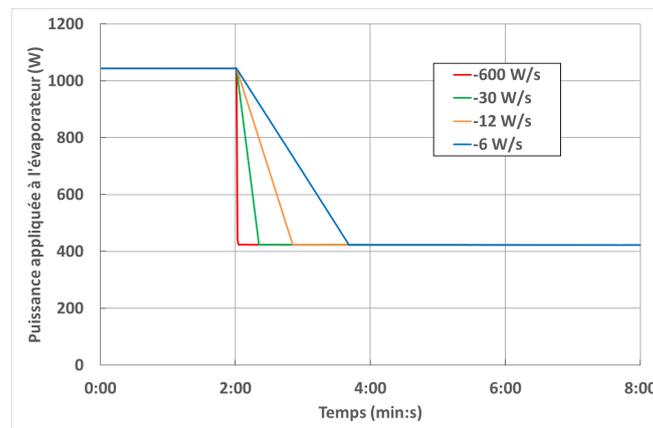


Figure IV.19 – Différentes rampes décroissantes de puissance appliquée à l'évaporateur

2.3.1 Evolutions des débits

La figure IV.20 présente les résultats sur le débit en amont d'évaporateur. Les mêmes remarques que pour les cas de rampes ascendantes peuvent être avancées : l'amorçage de la baisse du débit est bien respecté par la modélisation (même pente initiale), puis un écart entre comportements expérimental et numérique (plus faible pour l'évaporateur n°2) est observé du fait du modèle simplifié d'évaporateur.

Dans ce cas d'une baisse de la charge thermique, dans l'hypothèse de la présence d'une poche vapeur ou de zones diphasiques au sein de la mèche poreuse, cette différence peut provenir de la difficulté qu'a le liquide à imbiber de nouveau le poreux. Le nombre de zones de changement de phase au sein de l'évaporateur ne se réduit donc pas rapidement. Cela freine la diminution du débit de vaporisation et donc du débit en entrée d'évaporateur.

Les réponses expérimentales et de modélisation du débit en aval du condenseur sont illustrées sur la figure IV.21.

Le temps de réponse caractéristique du retour à un état d'équilibre est bien évalué par la modélisation. Cependant, celle-ci prédit un fort undershoot du débit en sortie de condenseur qui apparaît beaucoup plus léger sur les résultats expérimentaux. Ce dépassement provient de la récession brusque du front de condensation combinée à une baisse de la pression au condenseur (cf. paragraphe suivant).

L'évolution du front de condensation étant directement liée à celle du débit en entrée de condenseur, la surestimation du dépassement numérique du débit en sortie de condenseur

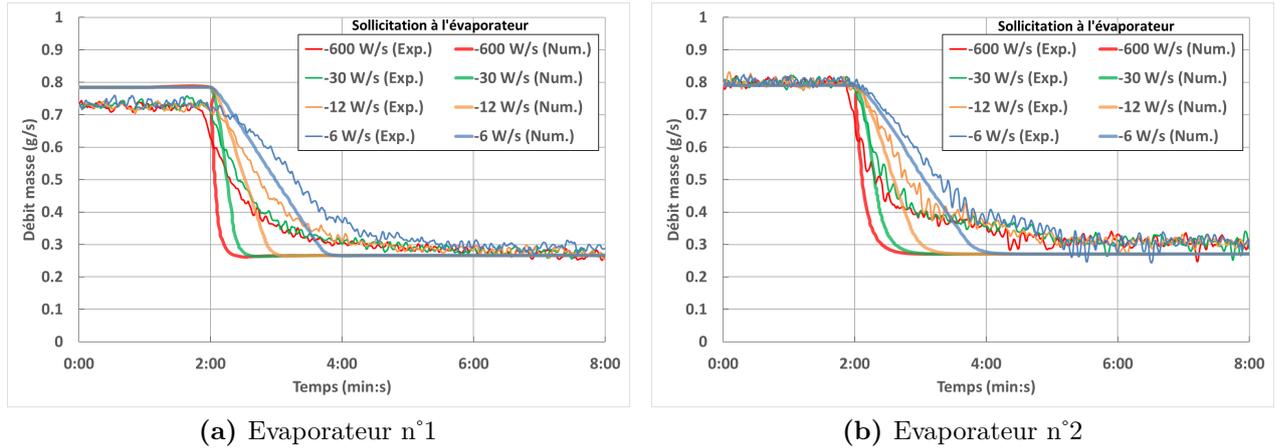


Figure IV.20 – Evolutions temporelles du débit masse en entrée d'évaporateur pour les différentes charges décroissantes de puissance ($T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)

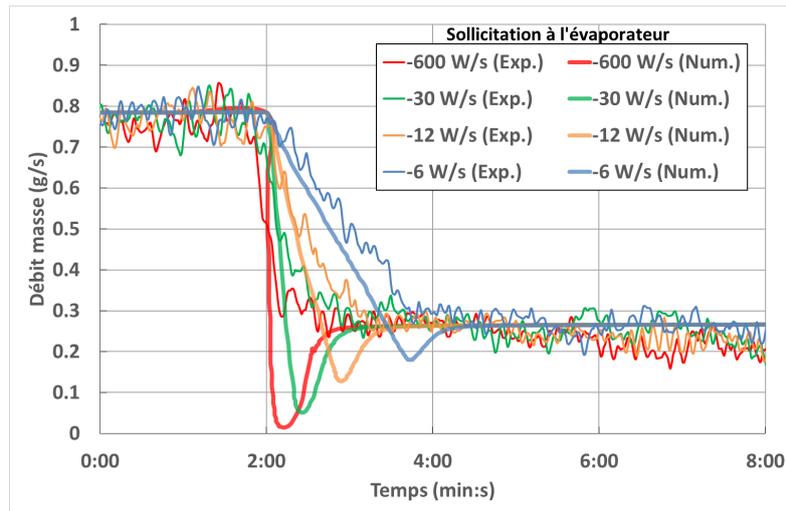
peut être due, en premier lieu, au retour à l'équilibre du débit de vaporisation prédit par le modèle plus rapide que celui constaté expérimentalement (figure IV.20). Ceci expliquerait les meilleurs résultats obtenus pour l'évaporateur n°2. On retrouve ainsi l'impact des phénomènes au sein de l'évaporateur sur la dynamique de la condensation, comme on l'a vu lors de l'application d'une charge thermique ascendante.

Le dépassement expérimental pourrait en outre être freiné par une surpression en entrée de condenseur au sein de la zone diphasique. Nous verrons au chapitre V quelle pourrait être l'origine de cette surpression non détectée par le modèle. Celle-ci pourrait être accentuée par la structure de l'écoulement au sein du condenseur. En effet, lors des campagnes d'essais sur les prototypes précédents de boucle, notamment la CPLIP 1.2 [Lac10], un dépassement beaucoup plus prononcé du débit de liquide sous-refroidi a pu être observé. La modélisation donne alors dans ce cas une meilleure estimation de l'amplitude de l'undershoot⁶. Ces boucles possèdent un condenseur similaire à celui de CERBERE (échangeur coaxial lisse) mais le fluide de travail circule dans le tube central de section circulaire. Dans le cas de notre banc expérimental, l'écoulement du fluide principal s'effectue dans la partie externe de l'échangeur, de section annulaire. La gestion interne de l'évolution des phénomènes de condensation peut donc être très différente en régime transitoire, notamment en raison des forces capillaires qui existent dans un espace annulaire d'épaisseur 2 mm, et amener à une variation beaucoup plus stable du débit en sortie de condenseur, comparativement aux boucles précédentes.

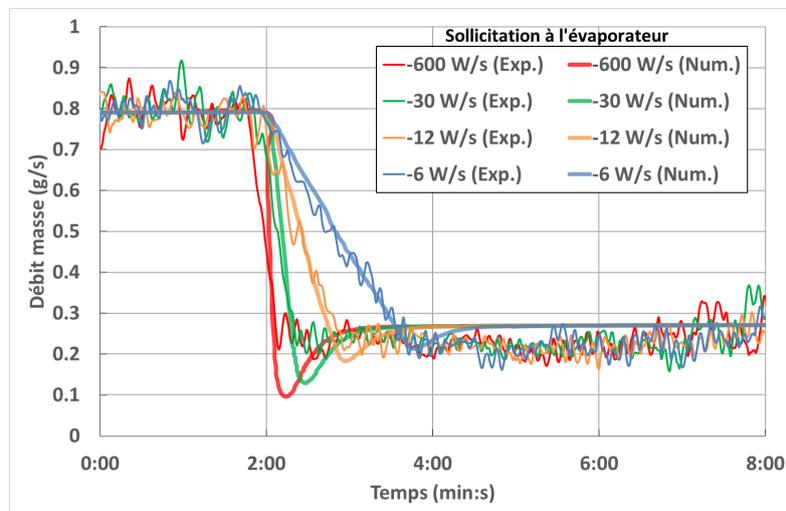
2.3.2 Evolutions des pressions

Lorsque la puissance à l'évaporateur diminue, la pression de référence au réservoir augmente transitoirement avant de se maintenir à la pression de consigne grâce à la régulation (figure IV.22). Cette évolution vient de l'undershoot de débit de liquide sous-refroidi. En effet, ce débit n'est plus suffisant pour alimenter en liquide la mèche poreuse de l'évaporateur. C'est donc du liquide provenant du réservoir qui compense ce défaut. L'étude numérique, présentée au chapitre V, nous permet de montrer que l'inertie de la régulation par cartouche chauffante est plus importante que celle des échanges thermiques entre les

6. Des simulations numériques ont en effet été menées d'abord sur la CPLIP 1.2 et comparées avec les résultats expérimentaux de Lachassagne [Lac10]



(a) Evaporateur n°1



(b) Evaporateur n°2

Figure IV.21 – Evolutions temporelles du débit masse en sortie de condenseur pour les différentes charges décroissantes de puissance ($T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)

deux parties du réservoir. De ce fait, le fluide contenu dans la partie basse du réservoir est remplacé par un fluide plus chaud en provenance de la partie haute. Cela implique une augmentation de la température de saturation et donc de la pression.

L'ensemble des pressions de la boucle subit ces oscillations à basse fréquence, comme les pressions à l'évaporateur présentées sur la figure IV.23. De même que pour les rampes croissantes de puissance, la pression en entrée d'évaporateur suit exactement l'évolution de la pression au réservoir. La pression en sortie d'évaporateur subit d'abord, comme les pressions au condenseur, un pic descendant venant de la baisse des pertes de charge par frottements visqueux. Cette diminution est moins brutale que la hausse observée dans le cas de rampes ascendantes de puissance (figure IV.15) car le temps caractéristique de l'undershoot de débit de liquide sous-refroidi est plus grand que celui de l'overshoot de ce même débit constaté dans la section précédente.

La modélisation prédit une bonne amplitude de cette baisse de pression en sortie

d'évaporateur mais sous-estime légèrement, notamment pour les rampes plus sévères, le temps de retour à l'équilibre hydraulique (imposé par le réservoir) comme pour les débits masse.

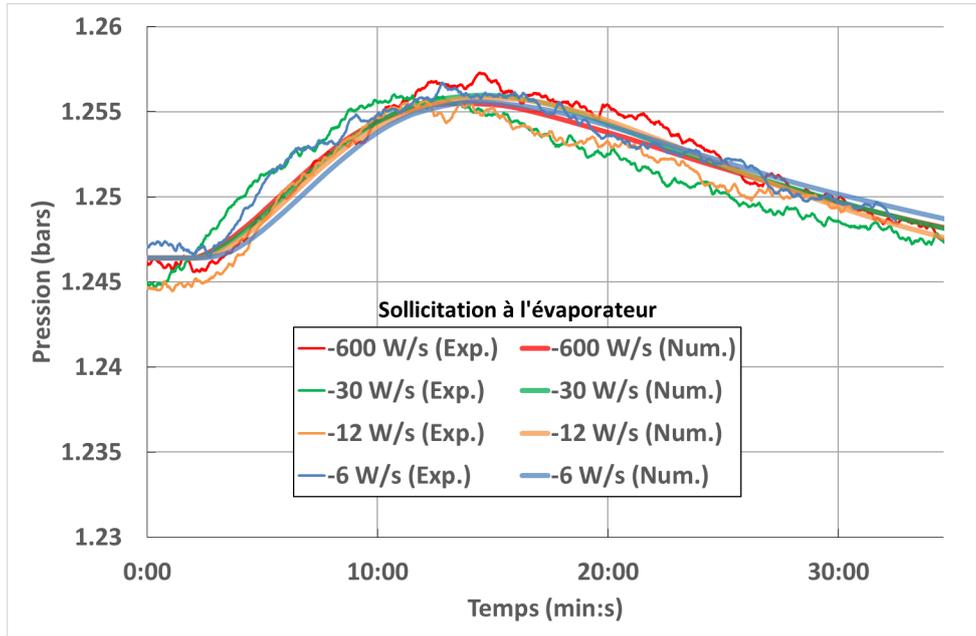


Figure IV.22 – Evolutions temporelles de la pression de saturation au réservoir pour les différentes charges décroissantes de puissance (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)

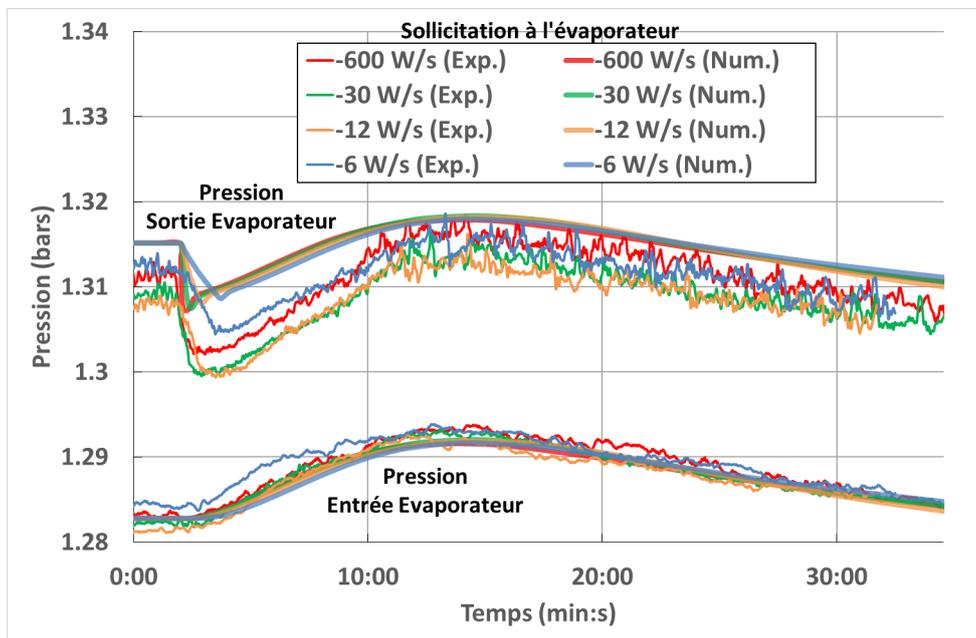


Figure IV.23 – Evolutions temporelles des pressions à l'évaporateur pour les différentes charges décroissantes de puissance (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)

2.3.3 Evolutions des températures

D'après la figure IV.24, la température en entrée d'évaporateur augmente dans le même temps caractéristique que lors du cas de rampes ascendantes. Cette hausse est d'une part

la conséquence de la chute du débit, qui augmente le temps de parcours du liquide en partie basse de réservoir. D'autre part, l'apport transitoire de liquide « chaud » venant de la partie haute de ce réservoir vient compenser l'apport insuffisant de liquide froid pour alimenter la mèche poreuse. On observe que l'impact de cet afflux de liquide chaud est légèrement surestimé par la modélisation aux premiers instants de la phase transitoire.

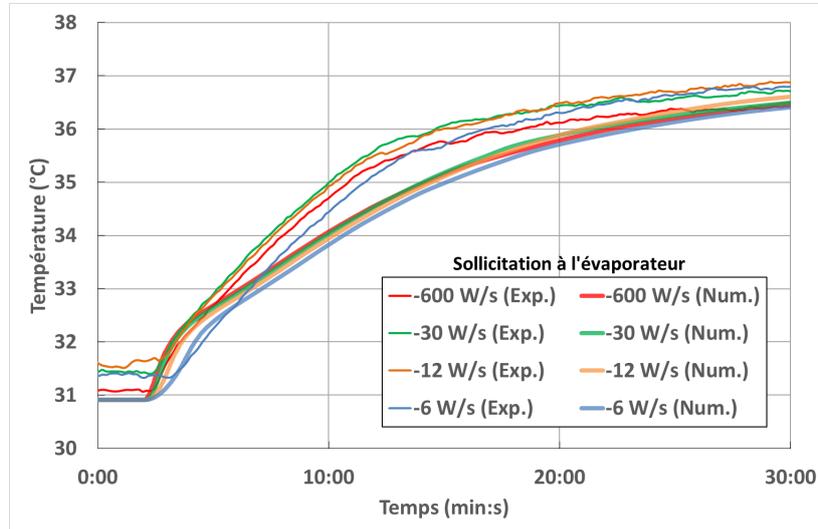


Figure IV.24 – Evolutions temporelles de la température de paroi de la conduite en entrée d'évaporateur pour les différentes charges décroissantes de puissance (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^\circ C$ et $T_{II} = 20^\circ C$)

Comme pour les phases ascendantes, la température moyenne de la culasse de l'évaporateur suit l'évolution de la température de saturation interne et donc celle de la pression (figure IV.25). On constate ainsi une baisse rapide due au couplage avec le condenseur puis une oscillation à basse fréquence due à la régulation au réservoir.

3 Bilan sur le comportement thermohydraulique de la boucle et sur la validité du modèle

L'identification de la conductance au réservoir G_{res} a montré que celle-ci ne dépend pas des températures de référence et de source froide, grâce à un volume de réservoir plus grand que sur les boucles CPLIP précédentes. Sa valeur augmente avec la puissance imposée à l'évaporateur, quel que soit l'évaporateur en fonctionnement. Cependant, son ordre de grandeur dépend directement de la position de ce dernier sur le réservoir.

A l'évaporateur, la conductance empirique G_{evap} semble également indépendante des deux conditions aux limites de températures au réservoir et au condenseur. Sa valeur augmente avec la puissance imposée. Cependant, il est apparu une divergence de comportement entre les évaporateurs : la valeur de G_{evap} est en effet nettement plus faible pour l'évaporateur n°2, alors qu'elle semble suivre la même loi de comportement pour les deux autres évaporateurs. Cette différence peut être imputée à l'usure des évaporateurs utilisés et donc à la qualité de conception interne du contact entre le bâti et la mèche poreuse.

Une fois le recalage de ces conductances empiriques à l'évaporateur et au réservoir effectué, il s'avère que la modélisation retranscrit très bien le comportement thermo-

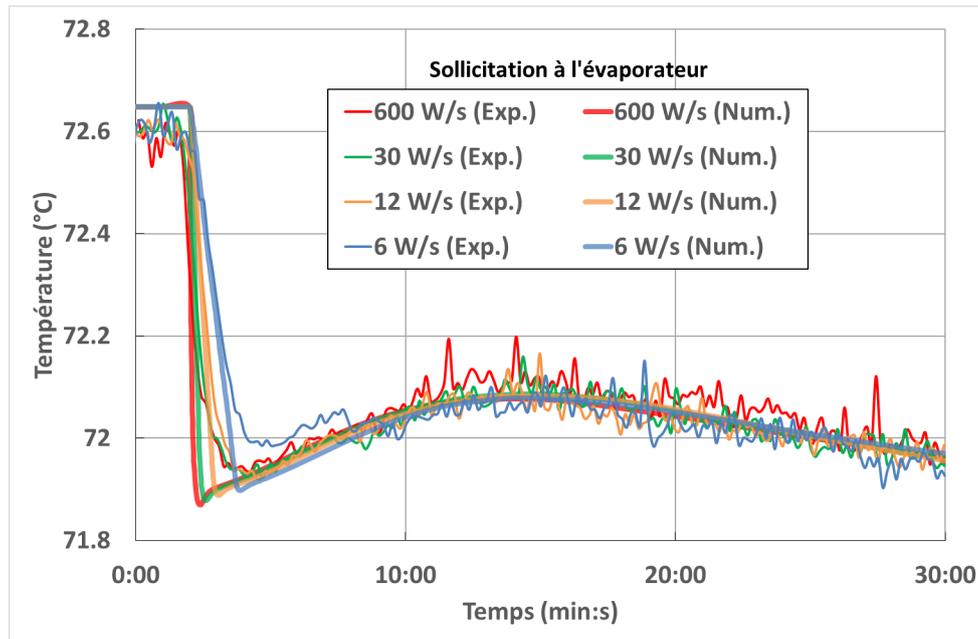


Figure IV.25 – Evolutions temporelles de la température moyenne de culasse de l'évaporateur pour les différentes charges décroissantes de puissance (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)

hydraulique transitoire de la boucle. Malgré encore quelques petits écarts entre résultats expérimentaux et numériques, principalement imputables à un modèle très simplifié d'évaporateur, la modélisation représente presque parfaitement les différents couplages entre l'ensemble de ses éléments. Ainsi, on a pu mettre en évidence durant notre analyse quatre couplages prépondérants lors d'un changement sévère de charge thermique appliquée à l'évaporateur :

- **Couplage entre évaporateur et condenseur** : l'évolution du débit de vaporisation amène à un déplacement brusque du front de condensation provoquant un dépassement de débit en sortie de condenseur par rapport au débit de vaporisation.
- **Couplage entre condenseur et réservoir** : ce dépassement du débit de liquide sous-refroidi amène à une perturbation de la température de saturation au sein du réservoir, subissant ainsi des oscillations à basse fréquence du fait de l'inertie de la régulation thermique.
- **Couplage entre condenseur et évaporateur** : cette variation soudaine de débit implique également celle des pertes de charge. La pression vapeur à l'évaporateur s'en trouve notamment affectée aux premiers instants de la sollicitation.
- **Couplage entre réservoir et évaporateur** : la variation de la température de référence au réservoir implique enfin des oscillations à basse fréquence sur l'ensemble des pressions de la boucle, qui se répercutent directement sur la température de paroi de l'évaporateur, du fait de son fort lien thermique avec la température de vaporisation.

Le modèle est donc suffisamment robuste pour permettre d'évaluer plus précisément l'impact de divers paramètres sur la dynamique thermohydraulique de la boucle. C'est le sujet de l'analyse numérique du chapitre V. Cette prochaine étude va permettre en outre de mieux détailler certains comportements déjà mis en exergue dans ce chapitre IV.

Chapitre V

Analyse par voie de modélisation du banc CERBERE avec un seul évaporateur en fonctionnement

Ce chapitre V a pour but d’approfondir numériquement l’analyse expérimentale abordée au précédent chapitre lors du fonctionnement de la boucle avec un seul évaporateur. Grâce au modèle présenté au chapitre III, complété et validé au chapitre IV, l’objectif est ici d’évaluer les principaux phénomènes qui gouvernent le comportement de chaque élément de la boucle, ainsi que leur couplage thermohydraulique. Diverses études paramétriques vont permettre en outre d’évaluer le potentiel et la robustesse d’un tel système.

1 Analyse du modèle de réservoir

Cette première étude numérique concerne le comportement du réservoir. Avant d’effectuer une revue détaillée des phénomènes thermohydrauliques, on montre tout d’abord l’intérêt d’un modèle de réservoir, qui prend en compte la variation de la température de référence lors des phases transitoires (modèle dit avancé présenté au chapitre III), contrairement au précédent modèle figé de Delalandre [Del11] (modèle dit simple). On rappelle que ce dernier considère une température de saturation constante au réservoir et ne fait intervenir que la conductance empirique G_{res} (figure V.1a). En outre, seules les pertes de charge hydrostatiques sont considérées entre les parties haute et basse. Le modèle avancé, quant à lui, prend en compte l’ensemble des échanges avec l’extérieur et la véritable condition aux limites du réservoir qui est la puissance de chauffe, associée à la loi de régulation PID (figure V.1b). L’ensemble des pertes de charge entre les deux parties du réservoir sont en outre modélisées.

L’étude présentée pour cette comparaison correspond à un régime transitoire lié à une évolution dynamique de la charge thermique à l’évaporateur de 30 W.s^{-1} , entre 400 W et 1000 W . Les températures de référence au réservoir et de source froide au condenseur restent imposées, respectivement, à 70°C et à 20°C .

1.1 Intérêt du modèle avancé de réservoir

On se propose dans un premier temps de comparer les résultats numériques issus du modèle global de boucle avec l’un ou l’autre des deux modèles de réservoir (simple ou avancé).

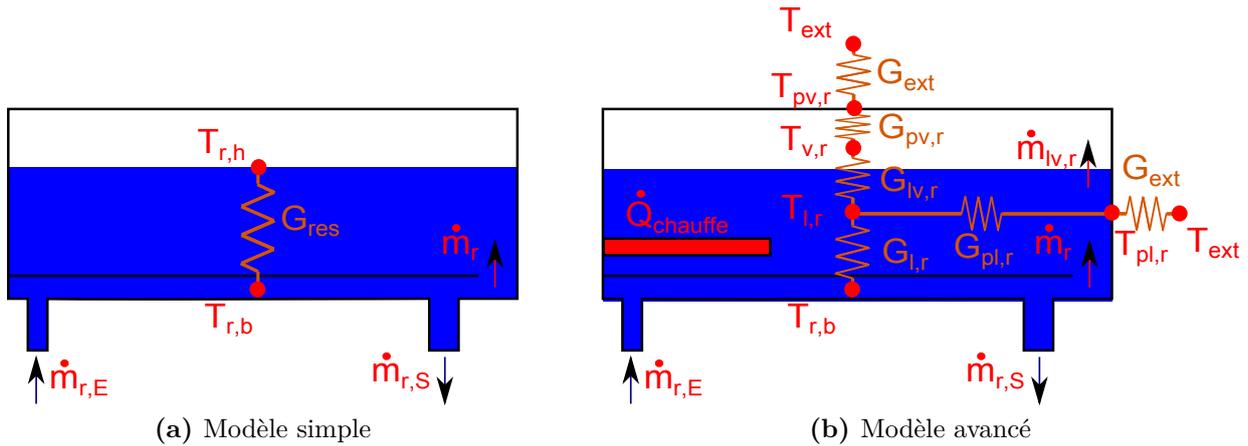


Figure V.1 – Schémas des modèles thermiques dits « simple » ou « avancé » du réservoir

La figure V.2 expose les réponses en pression au réservoir lors du régime transitoire ($P_{r,h}$ est la pression de saturation en partie haute et $P_{r,E}$ représente la pression en entrée de réservoir). L'intérêt de l'amélioration du modèle de réservoir y est évident. Le précédent modèle n'est pas capable de simuler les undershoots de pression observés expérimentalement. Ainsi, l'hypothèse d'une température de saturation constante dans la partie haute du réservoir est trop restrictive. En effet, comme on l'a dit au chapitre IV, ces dépassements sont directement liés à une baisse de cette température de saturation durant la phase transitoire.

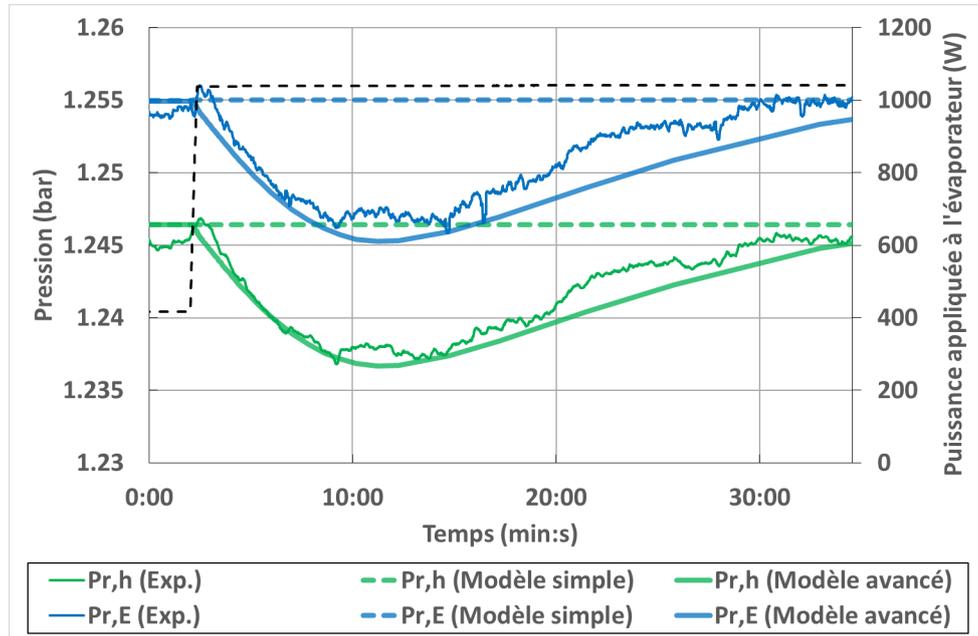


Figure V.2 – Pressions au réservoir pour une évolution de la charge de $30 \text{ W}\cdot\text{s}^{-1}$ à l'évaporateur (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^\circ\text{C}$ et $T_{II} = 20^\circ\text{C}$)

Du fait du fort couplage de l'ensemble des éléments de la boucle avec le réservoir (cf. chapitre IV), la modélisation donne des résultats beaucoup plus proches des mesures expérimentales, notamment pour la température qu'on souhaite réguler : celle de la cuisse de l'évaporateur (figure V.3).

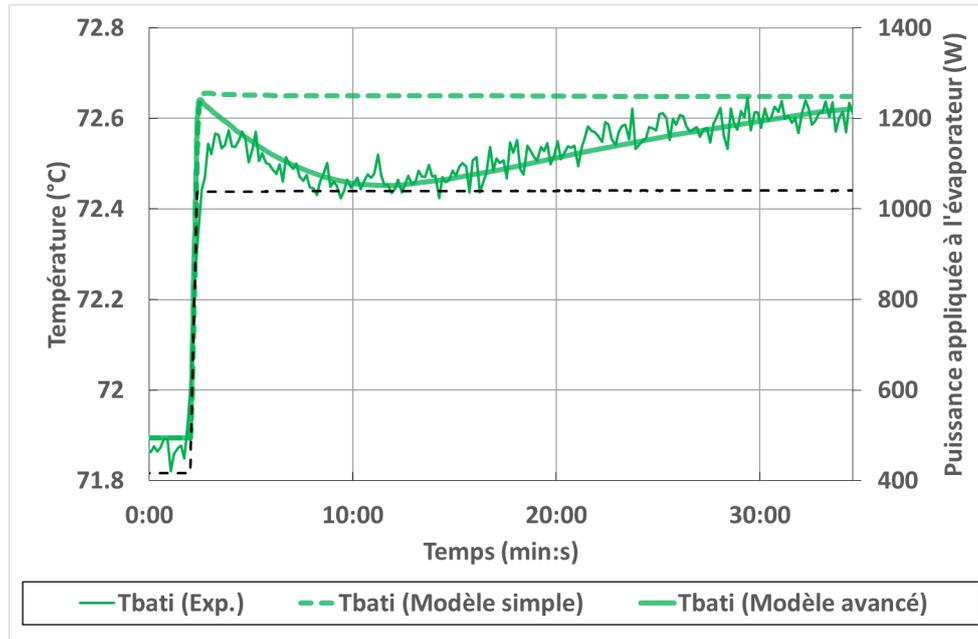


Figure V.3 – Température moyenne de culasse d'évaporateur pour évolution de la charge de 30 W.s^{-1} à l'évaporateur (évaporateur n°1, $T_{ref} = 70^\circ\text{C}$ et $T_{II} = 20^\circ\text{C}$)

Grâce au modèle avancé de réservoir, on peut maintenant identifier les principaux phénomènes responsables de ces undershoots. On se propose donc d'effectuer une analyse des pertes de charge et des échanges thermiques au sein de la partie haute du réservoir.

1.2 Analyse hydraulique

L'étude des pertes de charge au sein du liquide du réservoir, à partir de l'équation (III.59), montre que les pertes hydrostatiques sont largement prédominantes sur les autres pertes de plusieurs ordres de grandeur (tableau V.1), et ce même durant la phase transitoire. De plus, l'évaluation de la pression de recul montre que celle-ci est négligeable. Ainsi, les pressions dans le liquide et la vapeur peuvent être considérées comme égales à l'interface liquide/vapeur.

Nom	Expression	Valeur
Pertes hydrostatiques	$\rho_{l,r} g H_{l,r}$	425 Pa
Autres pertes dans la liquide	$\frac{1}{S_{eq,r}} \frac{d(\dot{m}_r H_{l,r})}{dt} + \frac{\dot{m}_{r,S}^2}{\rho_{l,r} S_{RE} S_{eq,r}} - \frac{\dot{m}_{r,E}^2}{\rho_{l,r} S_L S_{eq,r}} + \left(\frac{\dot{m}_{lv,r}}{\rho_{l,r} S_{lv,r}} + \frac{dH_{l,r}}{dt} \right) \frac{\dot{m}_{lv,r}}{S_{eq,r}} + \Delta P_{vis,r}$	$< 10^{-4} \text{ Pa}$
Pression de recul	$\frac{\dot{m}_{lv,r}^2}{S_{lv,r}^2} \left(\frac{1}{\rho_{v,r}} - \frac{1}{\rho_{l,r}} \right)$	$< 10^{-3} \text{ Pa}$

Table V.1 – Ordre de grandeur des pertes de charge au réservoir

A partir de ces résultats, on en déduit que le comportement hydraulique du réservoir peut être simplement modélisé par deux nœuds (un pour la partie haute et un pour la

partie basse) liés par l'équation (III.54), correspondant aux seules pertes hydrostatiques, à l'instar du modèle simple.

Ainsi, la meilleure modélisation des phénomènes au réservoir par le modèle avancé provient de l'amélioration du modèle thermique, dont l'analyse est effectuée ci-après.

1.3 Analyse thermique

On se propose ici d'identifier les échanges thermiques prédominants intervenant dans les bilans d'énergie dans le liquide et la vapeur de la partie haute du réservoir. L'étude est effectuée pour une évolution de la charge thermique de $\pm 30 \text{ W.s}^{-1}$, entre 400 W et 1000 W , à l'évaporateur. Pour plus de clarté dans l'analyse, on introduit les notations des tableaux V.2 et V.3, respectivement pour la vapeur et le liquide et correspondant aux équations (III.55) et (III.57), afin de distinguer les différents flux de chaleur.

Nom	Expression	Notation
Puissance sensible transitoire	$\rho_{v,r} c p_{v,r} \alpha \Omega_r \frac{dT_{v,r}}{dt}$	\dot{Q}_{dt}^v
Echanges avec le liquide	$G_{lv,r}(T_{l,r} - T_{v,r})$	\dot{Q}_l^v
Echanges avec la paroi	$G_{pv,r}(T_{pv,r} - T_{v,r})$	\dot{Q}_p^v
Changement de phase par évaporation	$-\dot{m}_{lv,r} h_{lv}$	\dot{Q}_{lv}^v
Compressibilité	$\Omega_r \frac{d(P_{v,r} \alpha)}{dt}$	\dot{Q}_{comp}^v

Table V.2 – Expressions et notations des échanges thermiques du bilan d'énergie dans la vapeur du réservoir

Nom	Expression	Notation
Puissance sensible transitoire	$\rho_{l,r} c p_{l,r} (1 - \alpha) \Omega_r \frac{dT_{l,r}}{dt}$	\dot{Q}_{dt}^l
Puissance de chauffe	$\dot{Q}_{chauffe}$	$\dot{Q}_{chauffe}^l$
Echanges avec la vapeur	$G_{lv,r}(T_{v,r} - T_{l,r})$	\dot{Q}_v^l
Echanges avec la paroi	$G_{pl,r}(T_{pl,r} - T_{l,r})$	\dot{Q}_p^l
Echanges avec la partie basse	$G_{l,r}(T_{r,b} - T_{l,r})$	\dot{Q}_b^l
Echanges par advection	$\dot{m}_r c p_{l,r} (T_{r,b} - T_{l,r})$	\dot{Q}_{adv}^l
Changement de phase par condensation	$-\dot{m}_{lv,r} h_{lv}$	\dot{Q}_{lv}^l
Compressibilité	$\dot{W}_{comp,l}$	\dot{Q}_{comp}^l

Table V.3 – Expressions et notations des échanges thermiques du bilan d'énergie dans le liquide du réservoir

1.3.1 Augmentation de la charge thermique à l'évaporateur

La figure V.4 illustre l'évolution des différents flux de chaleur échangés par la vapeur (notations du tableau V.2), durant le début de la phase transitoire avec une évolution de la charge thermique de $+30 \text{ W.s}^{-1}$ à l'évaporateur.

Les puissances de changement de phase \dot{Q}_{lv}^v et de compressibilité \dot{Q}_{comp}^v apparaissent négligeables. Ainsi, le volume du réservoir est suffisamment grand pour que ces effets thermiques complexes soient faibles. En effet, la masse supplémentaire de fluide (de l'ordre de 10 g), du fait de l'avancée du front de condensation, représente moins de 1% de la masse de fluide totale contenue par le réservoir (de l'ordre de 1,5 kg). Cette observation permet en outre de justifier le choix de considérer constantes les conductances $G_{p,r}$ et $G_{pl,r}$ entre le fluide et la culasse du réservoir.

En outre, on peut noter que la puissance sensible \dot{Q}_{dt}^v , elle aussi, est faible. Cela implique que les flux de chaleur reçus et donnés par la vapeur se compensent entre eux quasi instantanément. Dans ce cas, la puissance de chauffe au réservoir, via les échanges avec le liquide \dot{Q}_l^v , contrebalance les pertes vers l'extérieur, via les échanges avec la paroi \dot{Q}_p^v .

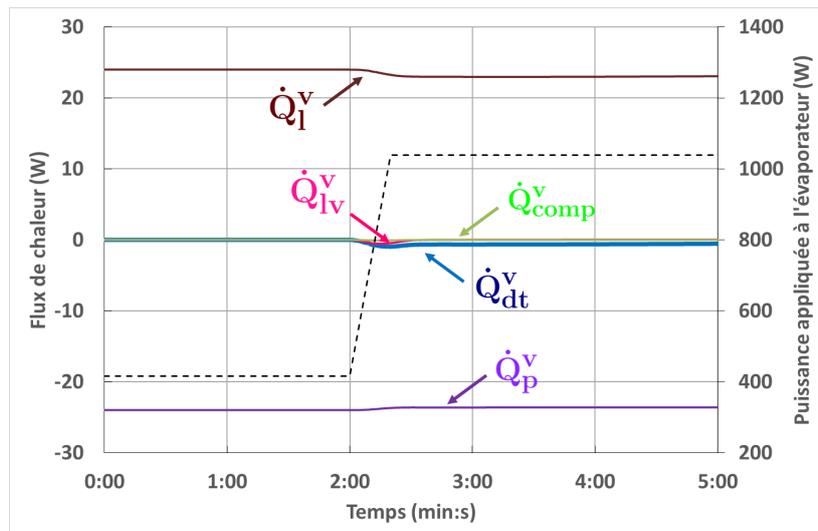


Figure V.4 – Flux de chaleur échangés par la vapeur du réservoir durant une augmentation de la charge thermique à l'évaporateur

Cependant, l'existence d'une puissance sensible transitoire implique une diminution, même faible, de la température de saturation $T_{v,r}$. A partir du modèle, on estime cette baisse autour de $0,2^\circ C$ pour le test effectué. A cause d'une forte pente de la courbe de saturation du méthanol à $70^\circ C$, il en résulte une diminution significative de la pression de saturation de l'ordre de 1000 Pa (figure V.2).

La figure V.5 illustre l'évolution des flux de chaleur échangés par le liquide (notations du tableau V.3). La puissance de compressibilité \dot{Q}_{comp}^l , qui prend en compte les effets du mouvement de l'interface liquide/vapeur, apparaît négligeable. La puissance sensible est très forte avec un pic considérable. Celui-ci vient directement des échanges par advection \dot{Q}_{adv}^l par mélange avec le liquide froid entrant. La puissance appliquée $\dot{Q}_{chauffe}^l$ n'est ainsi pas suffisante à elle seule pour compenser transitoirement l'entrée abrupte de liquide sous-refroidi venant du condenseur. Ceci implique irrémédiablement une baisse de la température du liquide, et donc de la température de vapeur saturante, de la partie haute du réservoir.

1.3.2 Baisse de la charge thermique à l'évaporateur

En observant les graphes de la figure V.6, illustrant l'évolution des différents flux de chaleur au réservoir durant le début de la phase transitoire avec une évolution de

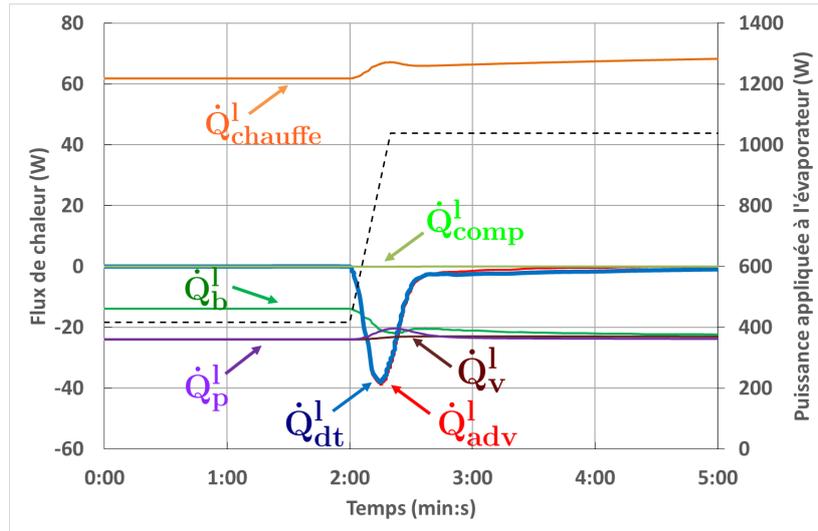
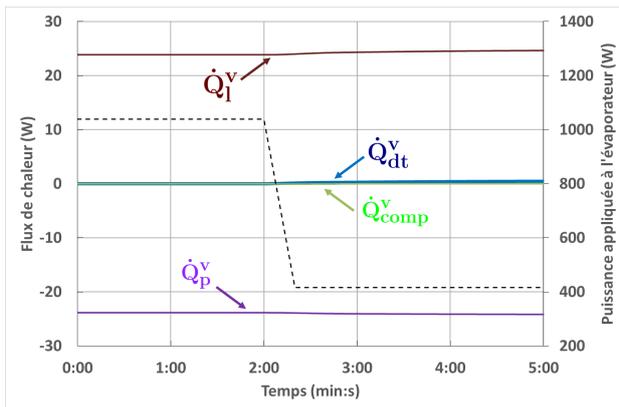
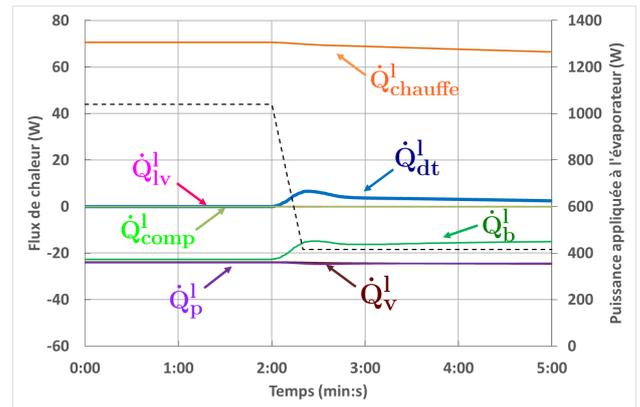


Figure V.5 – Flux de chaleur échangés par le liquide du réservoir durant une augmentation de la charge thermique à l'évaporateur

la charge thermique de $-30 \text{ W}\cdot\text{s}^{-1}$ à l'évaporateur, on remarque que la diminution de cette charge mène à un comportement thermique plus stable du réservoir que lors de son augmentation. En effet, dans ce cas, du liquide du réservoir est fourni à la boucle pour compenser la baisse de débit du liquide sous-refroidi venant du condenseur, afin d'alimenter suffisamment l'évaporateur. Aucun phénomène transitoire fort ne vient donc perturber la thermodynamique du réservoir. La phase liquide est néanmoins légèrement chauffée (augmentation de la puissance \dot{Q}_{dt}^l), l'inertie de la régulation thermique $\dot{Q}_{chauffe}^l$ étant plus grande que celle des échanges entre les deux parties du réservoir \dot{Q}_b^l . On peut noter finalement que le comportement thermique de la vapeur n'est presque pas affecté.



(a) Vapeur



(b) Liquide

Figure V.6 – Flux de chaleur échangés au réservoir durant une diminution de la charge thermique à l'évaporateur

1.4 Bilan

L'utilisation du modèle avancé de réservoir permet donc une meilleure modélisation du comportement transitoire de la boucle, notamment sur l'évolution des pressions. En

outre, l'analyse de ce modèle a montré que les effets de compression et de changement de phase sont négligeables au sein du fluide du réservoir. Ainsi, la température de référence est principalement gouvernée par la source de chaleur, les échanges avec l'environnement et transitoirement par l'entrée de liquide sous-refroidi (seulement pour une hausse de la charge thermique à l'évaporateur).

Les dépassements de pressions, ainsi mieux modélisés lors des phases transitoires, n'ont cependant montré aucun impact sur l'amplitude de l'overshoot de débit liquide en sortie de condenseur. Celui-ci est donc dû au seul comportement du condenseur. Ceci est confirmé par l'étude paramétrique sur le dénivelé de la ligne liquide (cf. annexe G).

2 Analyse des pertes de charges le long de la boucle

Le but de cette deuxième analyse numérique est d'identifier les pertes de charge prédominantes le long de la boucle pour chacun de ses éléments, lors d'un régime transitoire avec une évolution de la charge thermique de 30 W.s^{-1} (entre 400 W et 1000 W) à l'évaporateur, pour des températures de 70°C au réservoir et de 20°C au condenseur. Pour plus de clarté dans la présentation, on introduit les notations du tableau V.4 afin de distinguer les différentes pertes de charge intervenant dans les bilans de quantité de mouvement (équation (III.11)).

Nom	Expression	Notation
Pertes transitoires	$\frac{L}{S} \frac{d\dot{m}}{dt}$	ΔP_{dt}
Pertes par advection	$\frac{\dot{m}_E}{\rho_E S_E} \frac{\dot{m}_E}{S} - \frac{\dot{m}_S}{\rho_S S_S} \frac{\dot{m}_S}{S}$	ΔP_{adv}
Pertes hydrostatiques	$\pm \rho g H$	ΔP_g
Pertes visqueuses	$\frac{F_{vis}}{S}$	ΔP_{vis}

Table V.4 – Expressions et notations des pertes de charge dans les bilans de quantité de mouvement

2.1 Ligne vapeur

Comme le montre la figure V.7, les pertes visqueuses ΔP_{vis} prédominent sur l'écoulement dans la ligne vapeur. Cependant, même si elles restent faibles par rapport à ΔP_{vis} , les pertes par advection ΔP_{adv} et les pertes hydrostatiques ΔP_g ne sont pas nulles à cause d'une faible variation de la masse volumique du fluide. En effet, la vapeur n'est pas suffisamment surchauffée à la sortie de l'évaporateur. Ainsi, une légère condensation démarre dans la ligne vapeur à cause des échanges thermiques avec l'environnement. Les pertes hydrostatiques apparaissent positives sur la figure V.7 car ce phénomène de condensation est plus important en fin de conduite, là où le dénivelé est positif sur le banc CERBERE.

Pour cet essai, le modèle évalue en effet un titre massique de vapeur en entrée de condenseur $x_{C,E}$ de 0,77 pour la puissance initiale de 400 W et de 0,91 pour la puissance

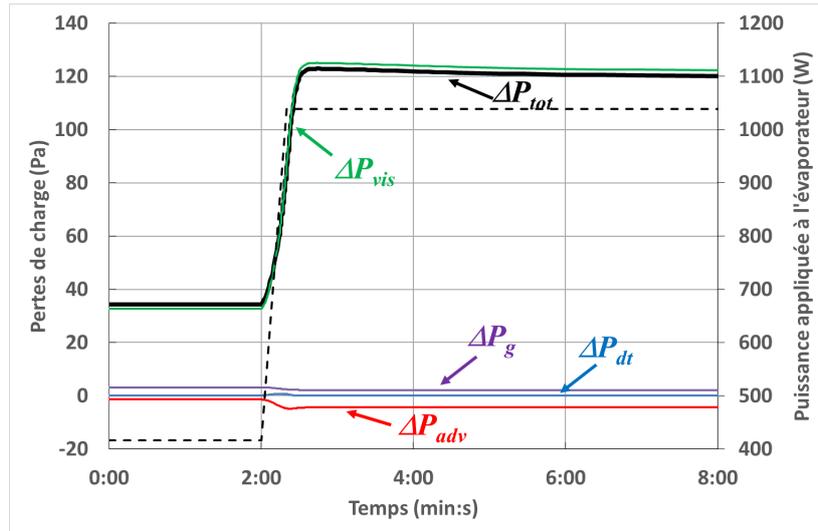


Figure V.7 – Evolution des pertes de charge au sein de la ligne vapeur

finale de 1000 W. A partir de l'équation (V.1) ci-après, on estime alors les pertes thermiques associées à cette condensation $\dot{Q}_{V,lv}$ à 20% et 8% de la puissance totale transférée, respectivement pour les puissances initiale et finale.

$$\dot{Q}_{V,lv} = \dot{m}h_{lv}(1 - x_{C,E}) \quad (V.1)$$

2.2 Condenseur

L'analyse des pertes de charge au condenseur nous permet de distinguer deux zones. La première zone est la zone diphasique dans laquelle la vapeur se condense. A partir de la figure V.8a, on constate que les pertes visqueuses et par advection y sont prédominantes et opposées. Les pertes visqueuses suivent l'augmentation du débit masse. Les pertes par advection évoluent à cause de l'avancée du front de condensation, impliquant un changement des masses volumiques et donc du terme $1/\rho_E - 1/\rho_S$. La présence de ces forces de pression qui vont dans le sens de l'écoulement pourrait ainsi freiner le retour de fluide dans le condenseur lors d'une baisse de puissance à l'évaporateur. Cela expliquerait peut-être la différence entre mesures expérimentales et résultats numériques concernant l'amplitude de l'undershoot de débit en sortie de condenseur (cf chapitre IV). Alors que la modélisation estime des pertes par frottements visqueux plus importantes en valeur absolue que les pertes par advection, ce qui implique globalement des pertes de charge positives (figure V.8a) et donc un dépassement du débit en sortie de condenseur, il pourrait exister une légère surpression en entrée de condenseur qui expliquerait l'évolution du débit mesuré.

La seconde zone de sous-refroidissement du liquide n'admet pas la même dynamique hydraulique, comme l'illustre la figure V.8b. En effet, la rapide augmentation de volume de la zone diphasique amène à une poussée brusque de liquide sous-refroidi incompressible (cf. chapitre IV) vers la sortie du condenseur. L'overshoot de débit masse engendré affecte directement les pertes transitoires et visqueuses dans cette zone. Pour finir, les pertes par advection sont négligeables, voire inexistantes, toujours par incompressibilité du liquide.

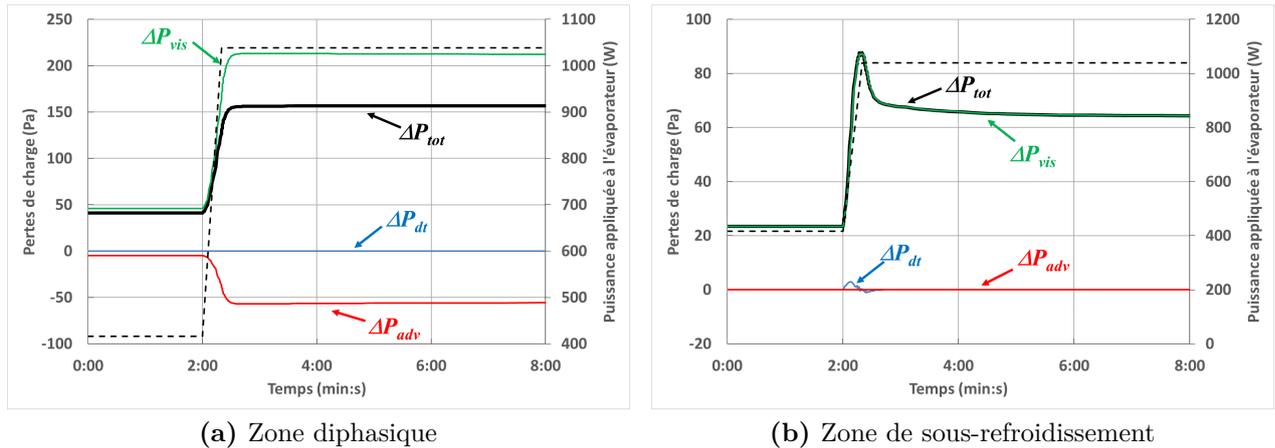


Figure V.8 – Evolution des pertes de charge au condenseur

2.3 Ligne liquide

Comme l'illustre la figure V.9, la dynamique hydraulique de la ligne liquide est principalement gouvernée par les pertes de charge hydrostatiques. Une légère augmentation des pertes totales peut être observée durant la phase transitoire à cause de l'overshoot des pertes visqueuses (dû à celui du débit masse).

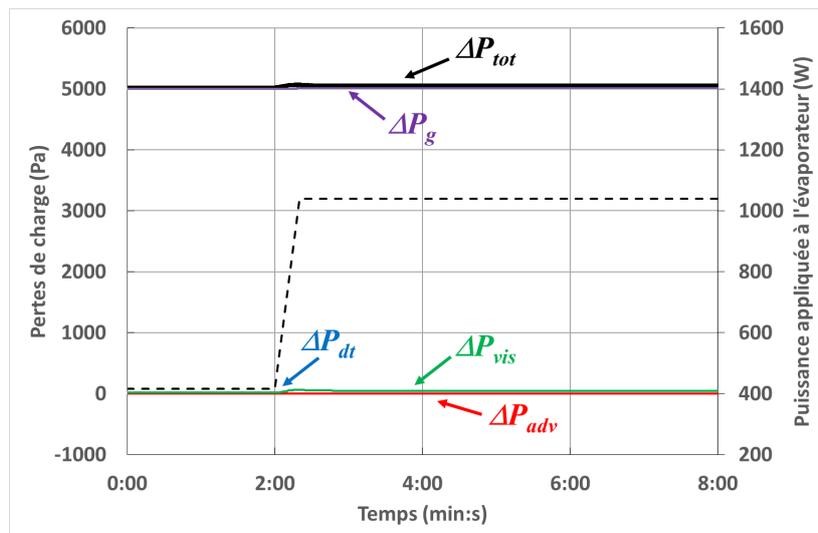


Figure V.9 – Evolution des pertes de charge au sein de la ligne liquide

2.4 Ligne Réservoir-Evaporateur

Comme pour la ligne liquide, les pertes de charge hydrostatiques y sont prédominantes. Ainsi, le choix de placer le réservoir au-dessus de l'évaporateur assure par gravité l'alimentation en liquide de la mèche poreuse.

2.5 Evolution du pompage capillaire

Pour finir, on présente sur la figure V.10 l'évolution de la pression motrice capillaire (évaluée par différence des pressions de la vapeur et du liquide à l'interface de vaporisation)

et du rayon de ménisque moyen associé (calculé directement à partir de la loi de Young-Laplace (équation (I.1))).

La pression capillaire ΔP_{cap} admet un léger overshoot du fait du dépassement supporté par la pression de la vapeur, mais ne subit pas les variations de pression au réservoir car celles-ci sont imposées aussi bien sur la phase vapeur que sur la phase liquide. Du fait de la faible évolution de la tension de surface σ avec la température de vaporisation, le rayon de ménisque moyen admet une réponse inverse à ΔP_{cap} .

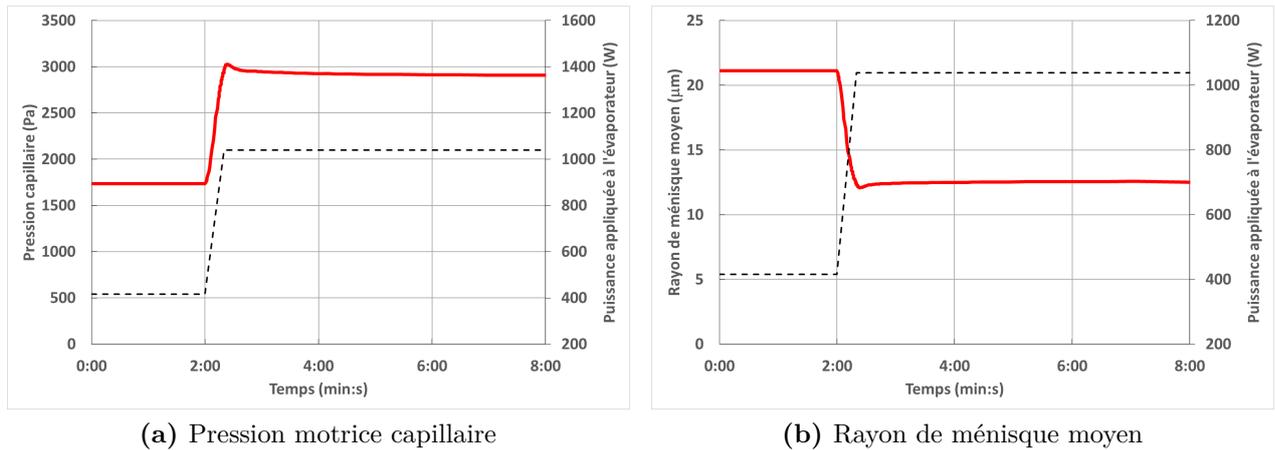


Figure V.10 – Evolution du pompage capillaire

Il est à noter que la limite du pompage capillaire est loin d'être atteinte avec les puissances imposées. En effet, le rayon moyen des pores de la mèche de l'évaporateur est de $3,4 \mu m$, ce qui correspond à une pression motrice capillaire maximale $\Delta P_{cap,max}$ de $10800 Pa$ pour le méthanol.

2.6 Bilan

A cause d'une faible surchauffe de la vapeur en sortie d'évaporateur, l'écoulement au sein de la conduite vapeur admet la présence d'une légère condensation et est ainsi gouverné par les pertes de charge visqueuses et d'advection, comme c'est le cas au sein de la zone diphasique du condenseur. Cette dernière pourrait être le siège de phénomènes de surpression, dus à la présence des pertes de charge par advection. Les écoulements du liquide sont, quant à eux, gérés de manière prépondérante par les pertes hydrostatiques ou par les pertes par frottements visqueux au sein du condenseur horizontal.

La valeur minimale de la pression capillaire, atteinte lorsque le débit du fluide est quasiment nul, équilibre la pression hydrostatique du liquide entre l'évaporateur et le condenseur (la masse volumique de la vapeur étant négligeable devant celle du liquide), ce qui correspond à $1500 Pa$ pour le banc CERBERE. L'évolution de la pression motrice capillaire est ensuite gouvernée principalement par celle des pertes de charge visqueuses dans l'ensemble de la boucle.

3 Etudes paramétriques

Pour finir ce chapitre, on présente ci-après une série d'études paramétriques portant sur l'effet des différentes conditions aux limites du système : la puissance appliquée à

l'évaporateur, et les températures de source froide et de référence au réservoir.

Comme on l'a vu au chapitre IV et dans les études précédentes, les plus importantes variations thermohydrauliques au sein de la boucle lors d'une sollicitation sévère transitoire, et qui sont répercutées sur l'évolution de la température de culasse de l'évaporateur à contrôler, sont liées au dépassement de débit en sortie de condenseur ainsi qu'à la masse de fluide froid entrant dans le réservoir. Ainsi, en plus de présenter les résultats temporels des simulations, on se propose d'étudier l'évolution de cette masse supplémentaire au réservoir, notée $m_{r,supp} = \int \dot{m}_r(t)dt$, suivant la sollicitation, ainsi que l'amplitude du dépassement de débit liquide rapportée à la variation de débit masse entre les deux régimes permanents initial et final. On note ce rapport $\Delta\dot{m}_{max}$ dans le cas d'un overshoot et $\Delta\dot{m}_{min}$ dans le cas d'un undershoot. Ces deux variables sont ainsi définies par :

$$\Delta\dot{m}_{max} = \frac{Max(\dot{m}) - \dot{m}_i}{\dot{m}_f - \dot{m}_i} \quad ; \quad \Delta\dot{m}_{min} = \frac{Min(\dot{m}) - \dot{m}_i}{\dot{m}_f - \dot{m}_i} \quad (V.2)$$

où \dot{m}_i et \dot{m}_f sont, respectivement, les débits masse initial et final en régime permanent.

3.1 Puissances appliquées à l'évaporateur

Commençons par étudier l'impact de diverses sollicitations de puissances à l'évaporateur sur la dynamique transitoire de la boucle. Cette première étude paramétrique concerne uniquement des rampes de puissance ascendantes. En outre, on fixe les températures de référence au réservoir et de source froide au condenseur respectivement à $70^\circ C$ et $20^\circ C$.

3.1.1 Rampes de même durée et de même puissance initiale

Afin d'approfondir l'étude de l'impact de la sévérité de la pente de la rampe de puissance, commencée au chapitre IV, et d'illustrer le type de résultats numériques obtenus, on propose dans un premier temps d'appliquer les différentes sollicitations de puissance illustrées sur la figure V.11. La puissance initiale est fixée à $400 W$ et le temps de montée en puissance à $20 s$. Les puissances finales $\dot{Q}_{evap,f}$ allant de $600 W$ à $1400 W$, des sollicitations de $10 W.s^{-1}$ à $50 W.s^{-1}$ sont balayées.

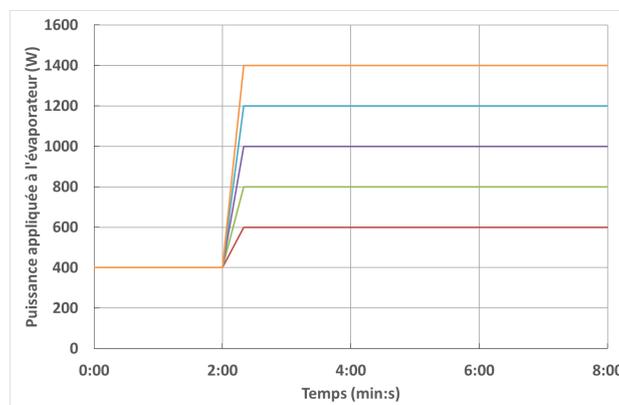


Figure V.11 – Différentes rampes de même durée et de même puissance initiale

La figure V.12a illustre l'évolution du débit en sortie de condenseur suivant la sollicitation, ainsi que la variation de $\Delta\dot{m}_{max}$ en fonction de la puissance finale (axe supérieur). On

observe que, si l'amplitude absolue de l'overshoot augmente avec la sévérité de la rampe de puissance, le rapport $\Delta\dot{m}_{max}$ diminue quasi linéairement avec l'écart de puissance.

En outre, l'écart entre les puissances initiale et finale augmentant avec $\dot{Q}_{evap,f}$, la masse de liquide froid entrant transitoirement dans le réservoir $m_{r,supp}$ augmente également. Cela implique des oscillations de pression à basse fréquence de plus grande amplitude.

On retrouve la combinaison de ces observations dans l'évolution de la température de culasse de l'évaporateur (figure V.12b). Alors qu'aux premiers instants le pic de température est proportionnellement plus faible par rapport à l'écart total de températures, la dynamique imposée par le réservoir devient prépondérante lorsque la sollicitation de puissance est plus sévère.

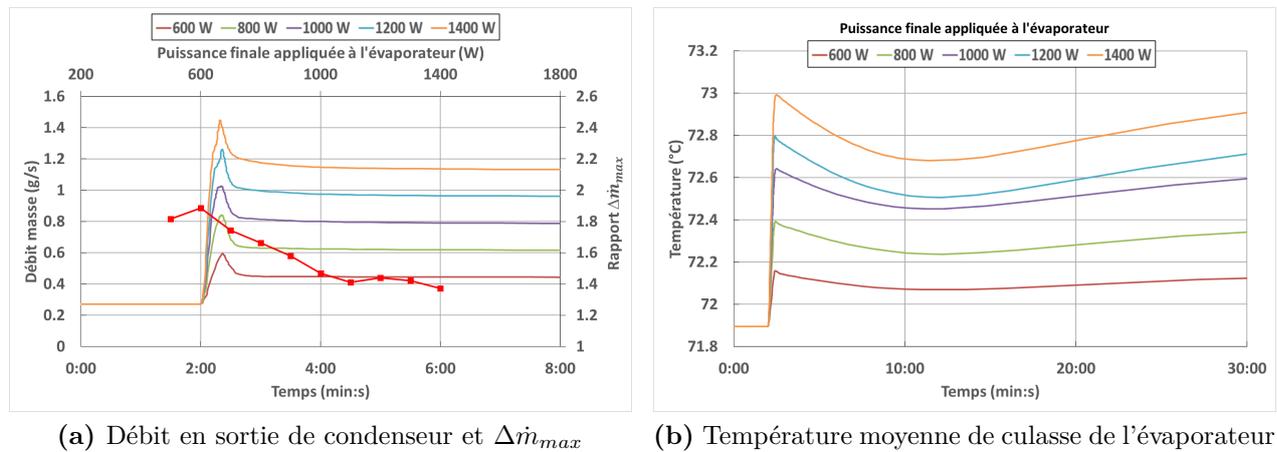


Figure V.12 – Réponses aux rampes de puissances de même durée et de même puissance initiale

3.1.2 Rampes de même pente et de même puissance initiale

On s'intéresse maintenant à l'impact de l'écart entre puissances initiale et finale sur la dynamique thermohydraulique. Pour cela, on applique plusieurs sollicitations de $10 W \cdot s^{-1}$, à partir d'une puissance de $400 W$ jusqu'à différentes valeurs de puissance finale $\dot{Q}_{evap,f}$ (figure V.13).

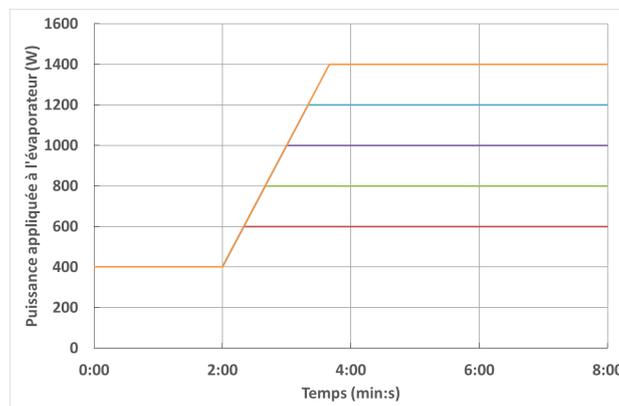


Figure V.13 – Différentes rampes de même pente et de même puissance initiale

D'après la figure V.14a, le débit en sortie de condenseur suit la même évolution jusqu'à la divergence entre les sollicitations. Ainsi le début de la sollicitation (jusqu'à 2 min 15 s pour les simulations présentées) est plus brutal en ce qui concerne l'avancée du front de condensation et donc de ce débit. Ensuite, l'augmentation du débit semble se stabiliser. Dans ce cas, l'amplitude de l'overshoot diminue significativement lorsque la puissance finale augmente. Le rapport $\Delta\dot{m}_{max}$ chute alors beaucoup plus vite avec la puissance que lors de l'étude précédente.

La masse $m_{r,supp}$ augmente avec la puissance finale et induit des oscillations à basse fréquence de plus forte amplitude au réservoir et donc dans toute la boucle. Ainsi, même si le premier pic de température diminue avec $\dot{Q}_{evap,f}$, les fluctuations engendrées par ces oscillations deviennent prépondérantes dans l'évolution de la température de culasse de l'évaporateur aux plus fortes puissances finales (figure V.14b).

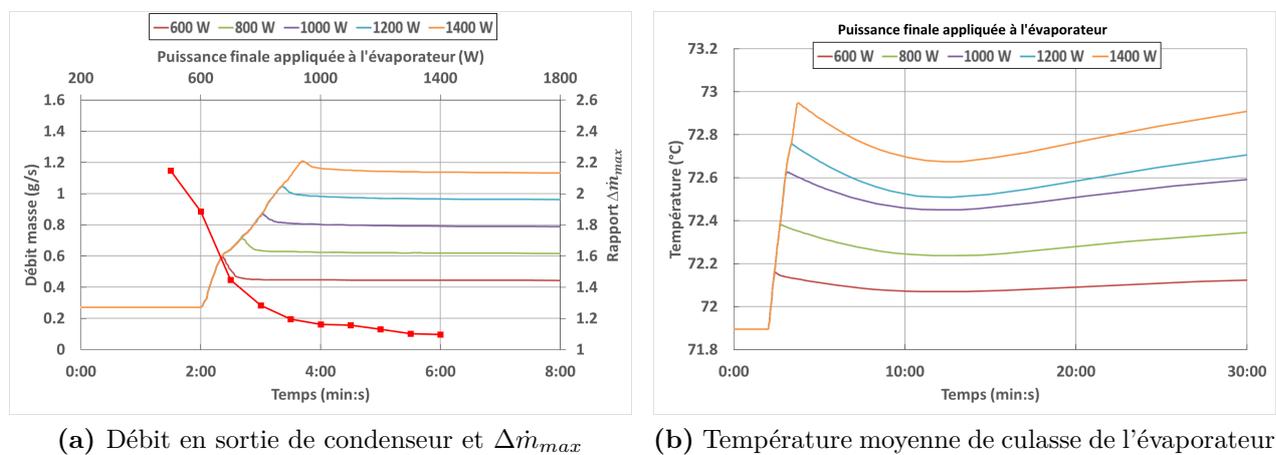


Figure V.14 – Réponses aux rampes de puissances de même pente et de même puissance initiale

3.1.3 Rampes partant de puissances initiales différentes

Pour terminer cette première étude paramétrique sur la puissance à l'évaporateur, on regarde ici l'influence de la puissance initiale sur la dynamique de la boucle. Une même sollicitation de $30 \text{ W}\cdot\text{s}^{-1}$ et d'amplitude égale à 600 W est ainsi appliquée avec des puissances initiales allant de 400 W à 800 W (figure V.15).

D'après la figure V.16a, l'amplitude de l'overshoot du débit en sortie de condenseur reste constante pour de faibles puissances imposées, mais commence à diminuer pour de plus hautes puissances. Parallèlement, on observe que la masse de fluide entrant dans le réservoir diminue lorsque la puissance augmente, cette baisse s'atténuant néanmoins (figure V.16b). Ces deux observations s'expliquent par une avancée du front de condensation qui se réduit pour de plus fortes puissances. En effet, la variation de la longueur diphasique au condenseur en fonction de la puissance imposée, représentée sur la figure V.17, n'est pas linéaire.

Les observations effectuées sur les débits masse nous amènent à conclure que, pour une même sollicitation de puissance, la dynamique thermohydraulique de la boucle est d'autant moins perturbée que la puissance est importante. Cependant, comme on peut le constater sur la figure V.18, l'impact sur la température de culasse d'évaporateur reste très faible pour les sollicitations considérées.

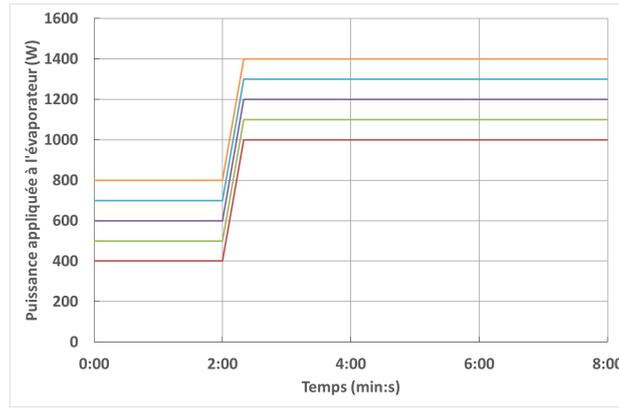
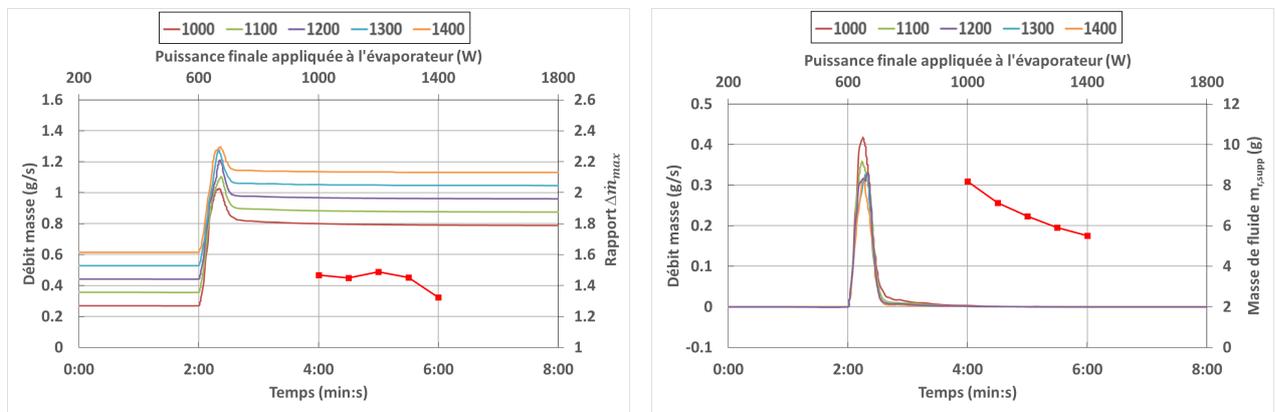


Figure V.15 – Même rampe de puissance avec une puissance initiale différente



(a) Débit en sortie de condenseur et $\Delta\dot{m}_{max}$

(b) Débit entre les deux parties du réservoir et $m_{r,supp}$

Figure V.16 – Evolutions des débits masse et évaluations de $\Delta\dot{m}_{max}$ et $m_{r,supp}$ (même sollicitation avec puissance initiale différente)

3.2 Température de source froide

On s'intéresse maintenant à l'impact d'une variation de température de source froide au condenseur de $10^\circ C$ (entre $20^\circ C$ et $30^\circ C$) avec une évolution linéaire de $1^\circ C.s^{-1}$, pour différentes puissances imposées à l'évaporateur (de $400 W$ à $1400 W$). La température de référence au réservoir est toujours fixée à $70^\circ C$.

L'augmentation de la température du fluide de refroidissement induit une avancée brusque du front de condensation et donc un overshoot de débit en sortie de condenseur (figure V.19a). Celui-ci est beaucoup plus important que lors d'une rampe de puissance (environ d'un ordre de grandeur) et son amplitude augmente avec la puissance, même si le rapport $\Delta\dot{m}_{max}$ diminue. En effet, le débit masse en régime permanent admet une légère hausse, plus importante pour de fortes puissances. Nous verrons plus loin les causes de cette augmentation.

La diminution du volume de liquide au condenseur implique une masse supplémentaire de liquide froid entrant dans le réservoir (figure V.19b). Celle-ci augmente légèrement lorsque la puissance imposée est plus grande.

Ces dynamiques hydrauliques ont les mêmes conséquences sur l'évolution de la température de culasse de l'évaporateur que celles provoquées par une augmentation de puissance (figure V.20). Cette température subit un pic prononcé en début de sollicitation,

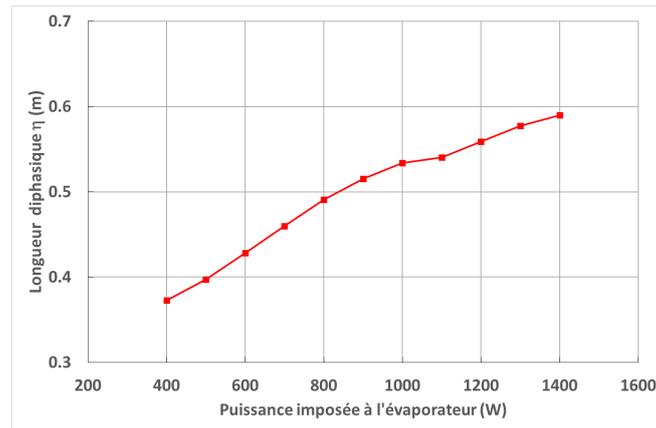


Figure V.17 – Longueur diphasique η au condenseur suivant la puissance appliquée

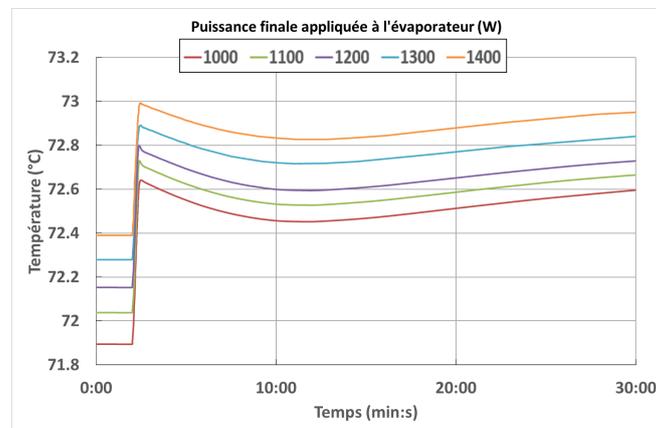


Figure V.18 – Evolutions de la température moyenne de culasse de l'évaporateur (même sollicitation avec puissance initiale différente)

provoqué par celui du débit en sortie de condenseur, puis suit les variations engendrées par l'entrée de liquide froid dans le réservoir.

Pour achever cette étude paramétrique concernant la modification de température de source froide, on présente sur la figure V.21 l'évolution du débit de vaporisation. Celui-ci subit une baisse aux premiers instants de la sollicitation. Celle-ci provient d'une part de l'entrée de liquide froid dans l'évaporateur et d'autre part de la hausse de la température de saturation générée par l'overshoot de débit en sortie de condenseur. Ces deux phénomènes amènent à une augmentation de la puissance nécessaire pour chauffer le liquide contenu dans la mèche poreuse entre l'entrée de l'évaporateur et l'interface liquide/vapeur, et donc à une baisse du flux de chaleur par changement de phase nécessaire au maintien du pompage capillaire. Le débit de vaporisation subit ensuite un overshoot provoqué par la baisse brutale de la température de saturation avant de trouver un nouvel état d'équilibre. Ce dernier se caractérise par une température plus importante en entrée d'évaporateur, la température étant plus grande en sortie de condenseur. Cela implique une diminution du flux de fuite au sein de la mèche poreuse et donc un débit de vaporisation légèrement plus important.

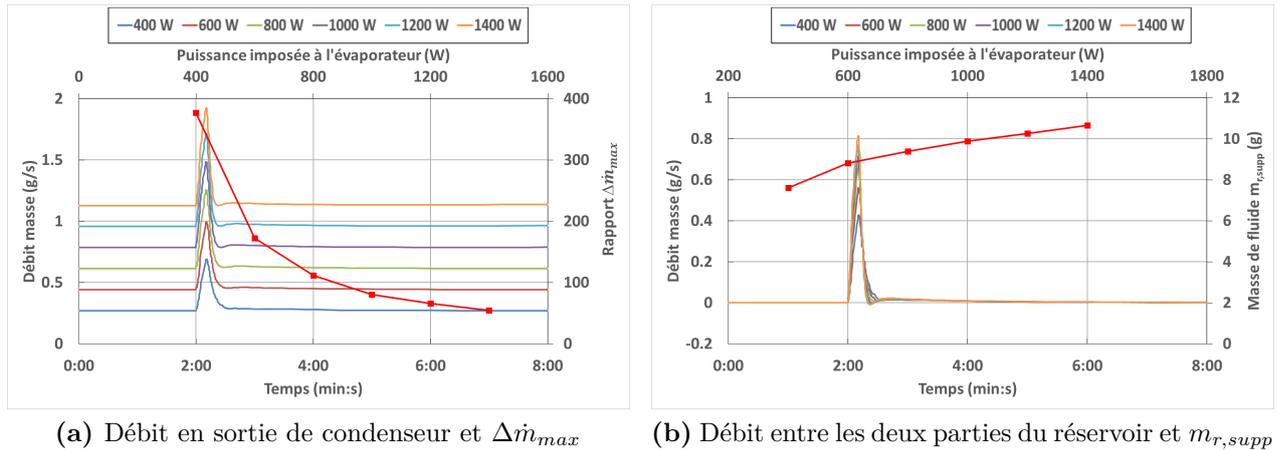


Figure V.19 – Evolutions des débits masse et évaluations de $\Delta\dot{m}_{max}$ et $m_{r,supp}$ (rampes de température d'entrée de source froide T_{II})

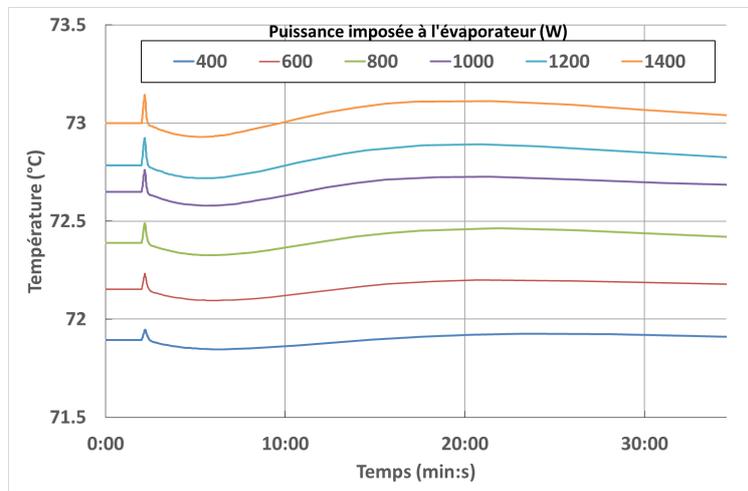


Figure V.20 – Evolutions de la température moyenne de culasse de l'évaporateur (rampes de température d'entrée de source froide T_{II})

3.3 Température de référence au réservoir

Pour terminer ces études paramétriques, on s'intéresse finalement à l'impact thermohydraulique d'une variation de la température de référence lorsque le système est en fonctionnement nominal. On s'intéresse ci-après aux résultats de simulations lors d'une modification de la température de consigne au réservoir de 70°C à 80°C . La température de source froide au condenseur est fixée à 20°C .

Le réservoir étant la référence thermohydraulique de l'ensemble du système, la température de saturation augmente également au condenseur et à l'évaporateur.

Au condenseur, la température de source froide étant fixée, l'augmentation de la température du fluide principal qu'il contient accroît son efficacité et entraîne une diminution de la longueur diphasique η . La phase de transition se traduit par un undershoot de débit en sortie de condenseur (figure V.22). Ce dépassement du débit est de faible amplitude car la dynamique est régie par la régulation thermique lente au réservoir.

Le rapport $\Delta\dot{m}_{min}$ admet une légère baisse : l'amplitude de l'undershoot diminue lorsque la puissance transférée est importante. En effet, même si le débit masse en régime

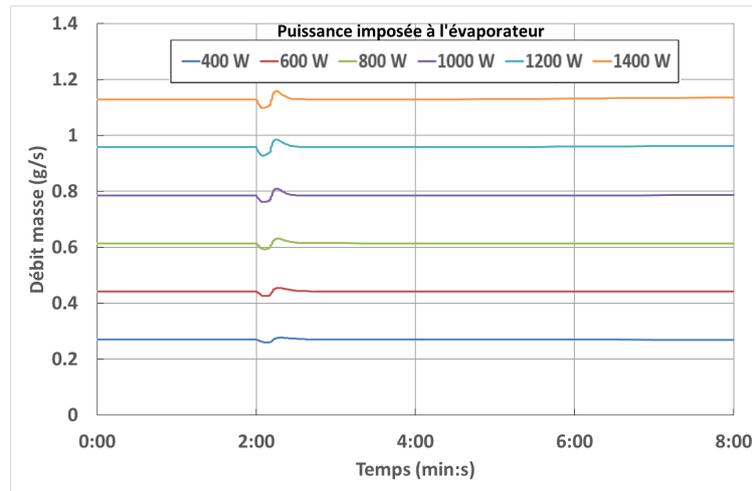


Figure V.21 – Evolutions du débit à l'évaporateur (rampes de température d'entrée de source froide T_{II})

permanent subit une légère baisse entre l'état initial et l'état final, celle-ci semble du même ordre de grandeur quelle que soit la puissance imposée à l'évaporateur. Pour les mêmes raisons que celles qui se produisent lors d'une modification de la température de source froide, cette diminution provient de la variation du flux de fuite au sein de la mèche poreuse. Ici, le flux nécessaire pour chauffer le liquide de l'entrée de l'évaporateur à l'interface liquide/vapeur est plus important du fait de l'augmentation de la température de saturation, la température d'entrée de l'évaporateur variant peu.

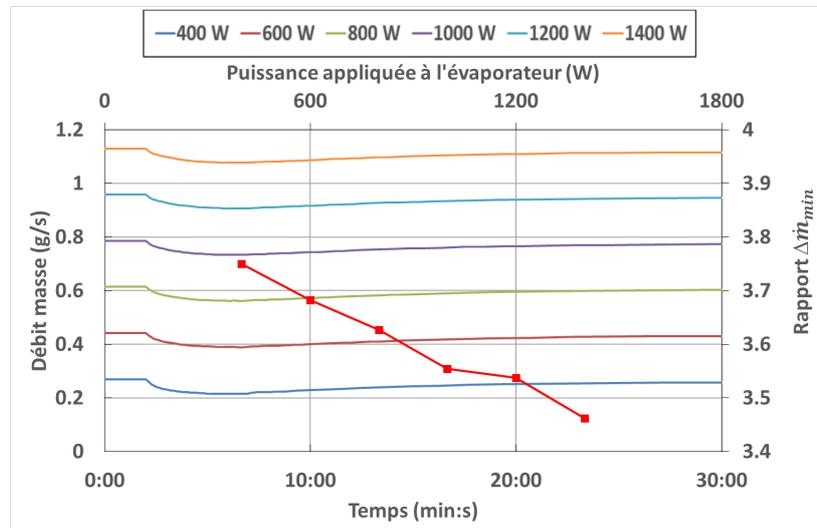
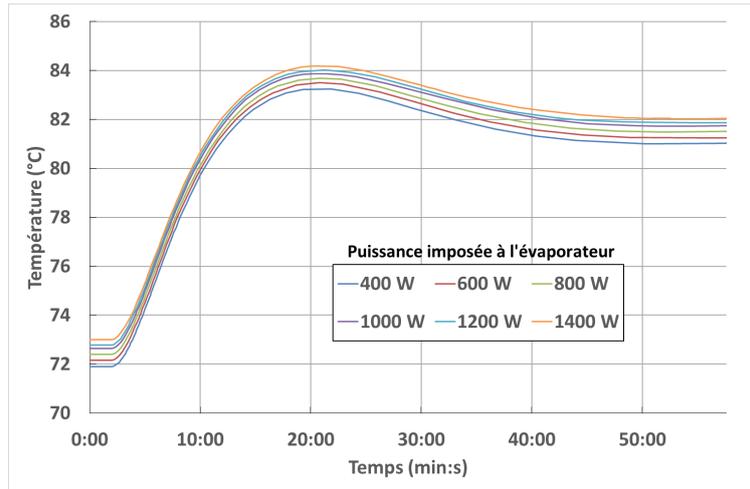
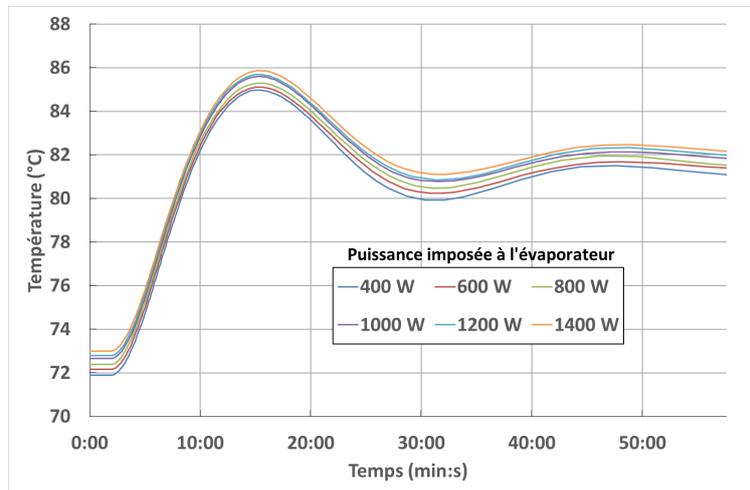


Figure V.22 – Evolutions du débit en sortie de condenseur et évaluation de $\Delta\dot{m}_{min}$ (modification de la température de référence au réservoir T_{ref})

La dynamique étant lente, la variation de la température de culasse d'évaporateur est également douce (figure V.23a). Ainsi, l'évolution des données thermodynamiques est entièrement gouvernée par la régulation thermique au réservoir. Il faut donc que celle-ci soit efficace. En effet, si elle est moins performante (exemple d'un gain intégral K_i multiplié par 2 et d'un gain dérivé K_d divisé par 2), le même changement de consigne imposée au réservoir peut amener à des dépassements en température de plusieurs degrés à l'évaporateur (figure V.23b).



(a) Bonne régulation PID au réservoir



(b) Régulation PID moyenne au réservoir

Figure V.23 – Evolutions de la température moyenne de culasse de l'évaporateur (modification de la température de référence au réservoir T_{ref})

3.4 Bilan

L'ensemble des études paramétriques présentées nous a permis de mettre en évidence les performances de l'outil numérique développé en terme de dimensionnement d'un tel système. En outre, cela nous a aidés à quantifier l'impact des différents couplages thermo-hydrauliques entre les éléments de la boucle, mis en exergue au chapitre IV, lors de sollicitations variées, comme celles de variations de température de source froide au condenseur ou de référence au réservoir. Ces études ont mis en avant l'importance d'avoir une régulation thermique au réservoir performante. En effet, pour toutes les sollicitations présentées, même si les phénomènes d'overshoot en sortie de condenseur semblent diminuer en intensité lorsque la puissance transférée augmente, les répercussions sur la dynamique au réservoir amènent le plus souvent à des variations de plus grande amplitude sur l'ensemble des pressions et des températures du système, notamment à l'évaporateur.

Chapitre VI

Analyse expérimentale et numérique du banc CERBERE avec plusieurs évaporateurs en fonctionnement

Maintenant que le fonctionnement en régime transitoire de la boucle avec un seul évaporateur a été bien appréhendé lors des travaux relatés aux chapitres précédents, nous pouvons nous intéresser à son fonctionnement avec plusieurs évaporateurs. Comme précédemment, on présente dans ce chapitre uniquement l'analyse du comportement du système après le démarrage des évaporateurs. Cette phase particulière sera commentée au chapitre VII.

Une analyse des résultats expérimentaux est d'abord réalisée. L'adaptation du modèle numérique présenté au chapitre III permet ensuite d'approfondir l'étude du fonctionnement avec plusieurs évaporateurs.

L'ensemble des résultats exposés dans ce chapitre sont issus de tests expérimentaux et de simulations numériques avec, là encore, le méthanol comme fluide de travail. En outre, les températures de référence au réservoir et de source froide au condenseur sont fixées, respectivement, à 70°C et 20°C .

1 Analyse des résultats expérimentaux

Contrairement au chapitre IV, on propose tout d'abord d'analyser uniquement les résultats du banc expérimental CERBERE afin de comprendre le fonctionnement du système avec plusieurs évaporateurs en parallèle. L'adaptation de la modélisation sera réalisée dans un deuxième temps à partir des conclusions des différentes études présentées.

1.1 Etude du comportement thermohydraulique en régime permanent

On s'intéresse dans un premier temps à l'évolution des variables thermohydrauliques en régime permanent suivant l'application de différentes puissances thermiques locales et totale sur les évaporateurs. Pour simplifier l'étude, on considère ici uniquement deux évaporateurs en fonctionnement. Le comportement global du système est en effet apparu similaire lorsque les trois évaporateurs sont utilisés.

1.1.1 Essai d'illustration

Afin de comprendre les différents couplages entre les évaporateurs et le reste de la boucle, on commence par traiter un premier essai simple. Un premier évaporateur (l'évaporateur n°1) est soumis à une puissance constante de 1400 W. Le second évaporateur (l'évaporateur n°3) est, quant à lui, soumis à une succession d'échelons croissants de puissance, d'amplitude 200 W, entre 400 W et 1400 W.

1.1.1.1 Evolutions des débits

Commençons par regarder le comportement des débits masse en amont de chaque évaporateur et en aval du condenseur (figure VI.1). On constate que chaque débit de vaporisation suit l'évolution de la puissance locale appliquée sur chaque évaporateur. Ainsi, le débit masse en amont de l'évaporateur n°1 reste constant et celui de l'évaporateur n°3 augmente par échelons. Finalement, le débit en sortie de condenseur correspond, en moyenne temporelle, à la somme des deux débits de vaporisation à chaque sollicitation. Ainsi, il suit l'évolution de la puissance totale appliquée sur l'ensemble des évaporateurs. Aucune instabilité ne semble être engendrée *a priori* au passage d'un échelon de puissance sur l'évaporateur n°3.

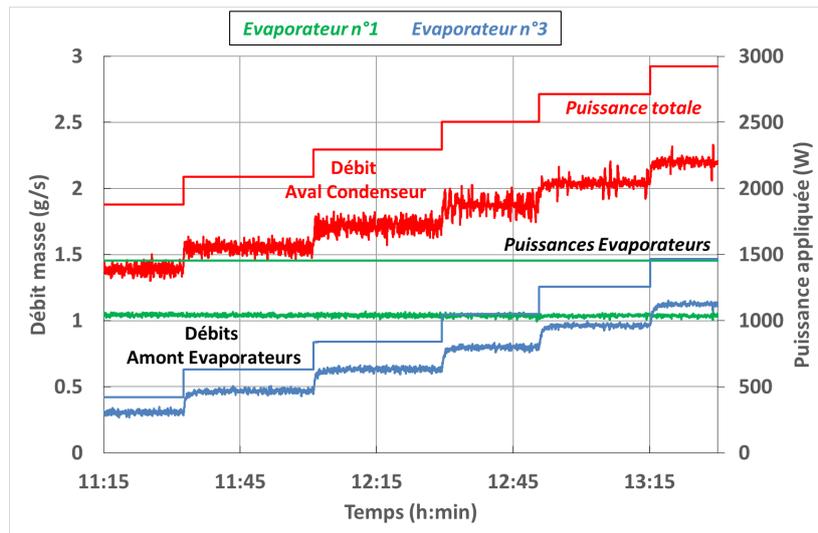


Figure VI.1 – Evolutions temporelles des débits masse (évaporateurs n°1 et 3, $T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, essai d'illustration)

1.1.1.2 Evolutions des pressions

La figure VI.2 présente les réponses des pressions en amont et en aval des deux évaporateurs.

Les pressions en entrée des deux évaporateurs apparaissent identiques et suivent la régulation imposée par le réservoir, à l'instar du fonctionnement avec un seul évaporateur.

On constate que les pressions en sortie d'évaporateurs sont aussi égales tout le long de l'essai, alors que la sollicitation locale de puissance est très différente pour chaque évaporateur. Cette observation met l'accent sur le couplage entre les évaporateurs. En effet, l'augmentation de puissance sur l'évaporateur n°3 amène à celle du débit global dans la boucle, comme on l'a vu précédemment. Ainsi, l'ensemble des pertes de charge de l'écoulement augmente. Du fait du lien hydraulique direct au niveau de la jonction

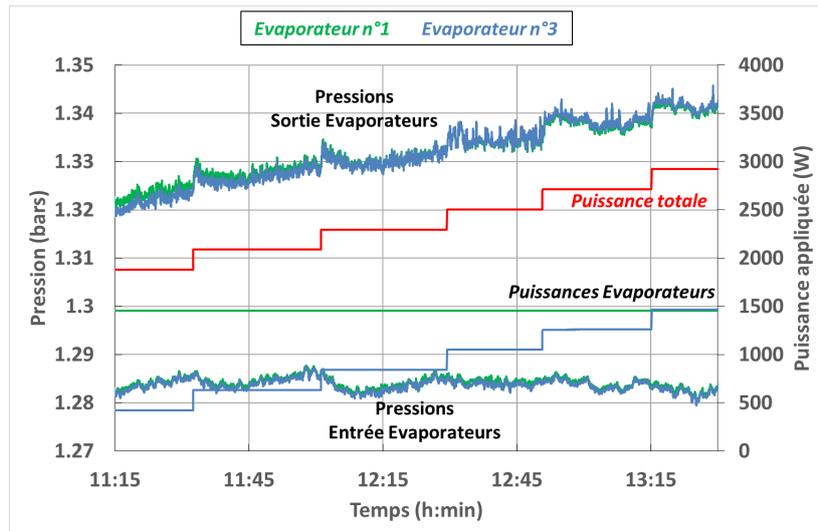


Figure VI.2 – Evolutions temporelles des pressions aux évaporateurs (évaporateurs n°1 et 3, $T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, essai d'illustration)

de la ligne vapeur, la pression de vapeur saturante de l'évaporateur n°3, mais aussi de l'évaporateur n°1, s'en trouve affectée.

Ainsi, la pression motrice capillaire au sein de chaque évaporateur ne vient plus s'adapter à la puissance locale appliquée, comme au chapitre IV, mais évolue logiquement en fonction de la somme des puissances appliquées sur l'ensemble des évaporateurs.

1.1.1.3 Evolutions des températures

L'évolution des conditions de pressions internes des évaporateurs affecte directement les températures de culasse des deux évaporateurs (figure VI.3).

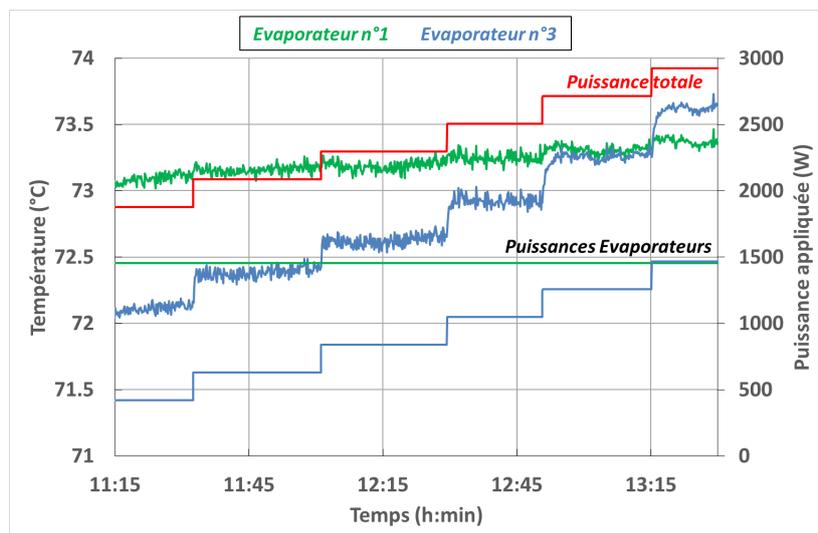


Figure VI.3 – Evolutions temporelles des températures moyennes de culasse d'évaporateurs (évaporateurs n°1 et 3, $T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, essai d'illustration)

Ainsi, la température moyenne sur l'évaporateur n°1 augmente légèrement lors de l'essai, alors que la puissance qui y est appliquée n'est pas modifiée. On observe néanmoins, en comparant avec l'évolution de la température sur l'évaporateur n°3, que cette hausse

de température due à celle des conditions de saturation reste bien plus faible que celle provenant de l'augmentation de la puissance locale appliquée.

Cependant, lors de l'adaptation de la modélisation, il sera **nécessaire de quantifier l'impact de ce couplage entre évaporateurs sur la conductance recalée G_{evap}** . En effet, même si ce lien hydraulique entraîne uniquement, *a priori*, une évolution des conditions de saturation, il s'avère que cette dernière peut amener à une modification de la position de l'interface de vaporisation dans la mèche poreuse et donc des échanges thermiques.

1.1.2 Influence de la puissance imposée

Afin de mieux apprécier le couplage entre les évaporateurs, on désire mesurer l'impact de la puissance totale appliquée sur l'évolution des paramètres thermohydrauliques locaux. Pour cela, la puissance appliquée sur l'évaporateur n°1 est abaissée et maintenue constante à 200 W. De son côté, l'évaporateur n°3 subit la même sollicitation que précédemment en échelons de puissance de 400 W à 1400 W. La puissance totale imposée évolue dès lors de 600 W à 1600 W, alors qu'elle progressait de 1800 W à 2800 W lors de l'essai d'illustration précédent.

1.1.2.1 Evolutions des débits

Comme précédemment, chacun des débits mesurés en amont d'évaporateur suit la puissance locale imposée (figure VI.4) et le débit en sortie de condenseur correspond naturellement à la somme des deux débits de vaporisation (il est à noter que la mesure du débit en amont de l'évaporateur n°1 est imprécise du fait que ce débit est trop faible). On observe néanmoins pour ce débit de liquide froid, lors des phases transitoires, des overshoots plus prononcés que lors de l'essai d'illustration. Cette différence va dans le sens des résultats de l'étude numérique du chapitre V, où il a été montré que l'amplitude de ce dépassement est plus important aux faibles puissances, pour une même sollicitation. Nous reviendrons sur ce point lors de l'étude des phases transitoires.

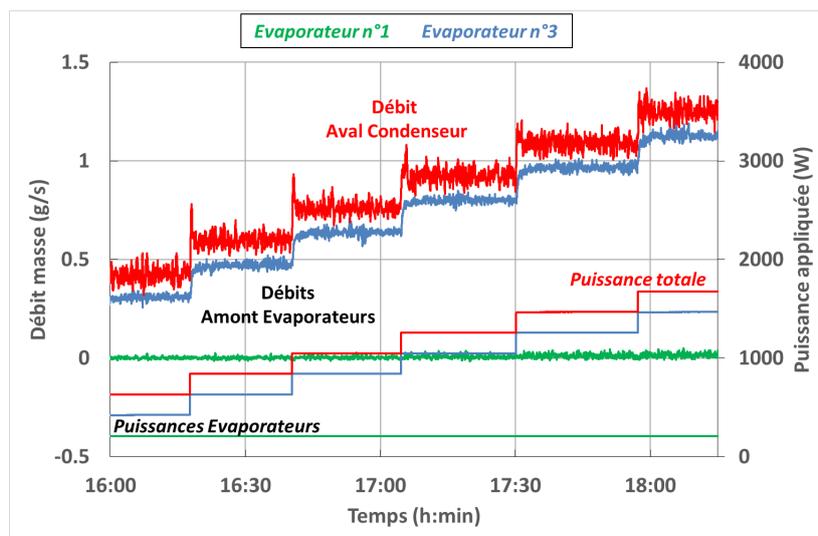


Figure VI.4 – Evolutions temporelles des débits masse (évaporateurs n°1 et 3, $T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, second essai)

1.1.2.2 Evolutions des pressions

On observe la même évolution des pressions aux bornes des évaporateurs que celle relevée lors de l'essai précédent (figure VI.5) : les pressions en entrée des évaporateurs sont fixées par la pression du réservoir, et les pressions en sortie augmentent avec la puissance totale appliquée. En outre, cette augmentation apparaît du même ordre de grandeur que l'essai d'illustration.

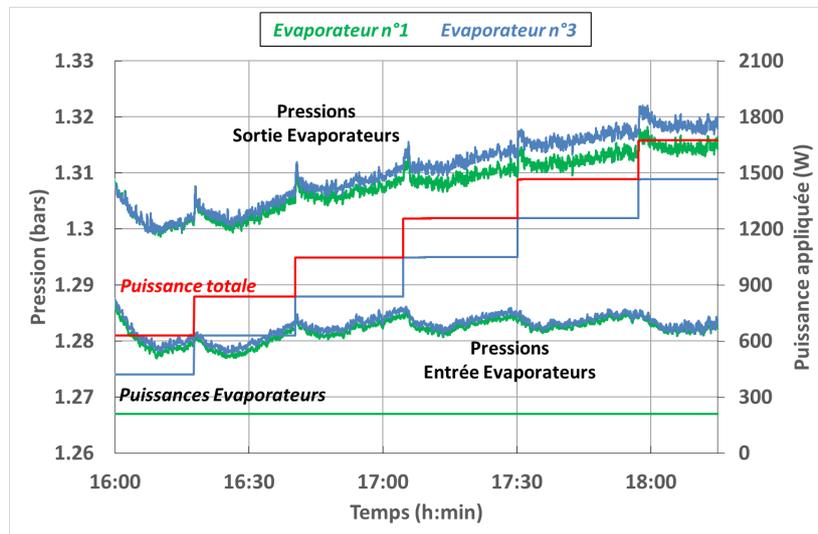


Figure VI.5 – Evolutions temporelles des pressions aux évaporateurs (évaporateurs n°1 et 3, $T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, second essai)

Un écart entre les pressions de sortie des deux évaporateurs en fin d'essai (pour les plus fortes puissances sur l'évaporateur n°3) est cependant observable. Celui-ci vient de la différence des pertes de charge de la vapeur entre la sortie de l'évaporateur considéré et la jonction des conduites sur la ligne vapeur. Celle-ci augmente avec l'écart entre le débit en sortie d'évaporateur n°3 et le débit sortant de l'évaporateur n°1. Ce phénomène était déjà légèrement observable au début de l'essai d'illustration (figure VI.2), là où la différence entre les puissances locales est la plus importante.

1.1.2.3 Evolutions des températures

Comme pour les variables hydrauliques, les températures à l'évaporateur évoluent suivant les mêmes amplitudes que l'essai d'illustration (figure VI.6). Ainsi, la différence de cette température et de la température de saturation au sein de l'évaporateur n°3 reste la même pour les deux essais présentés. On en conclut que la conductance G_{evap} de cet évaporateur évolue peu avec la puissance totale appliquée. Cette conclusion sera vérifiée lors du recalage des conductances empiriques de la modélisation.

Pour finir, comme pour la pression en sortie d'évaporateur n°1, l'augmentation de la température de culasse est moins importante que l'essai précédent. Elle suit donc celle de la température de vaporisation.

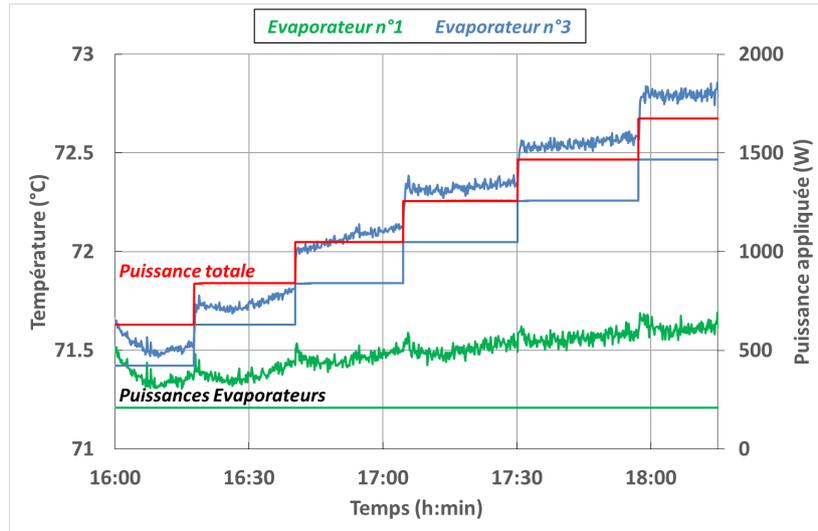


Figure VI.6 – Evolutions temporelles des températures moyennes de culasse d'évaporateurs (évaporateurs n°1 et 3, $T_{ref} = 70^\circ C$, $T_{II} = 20^\circ C$, second essai)

1.2 Etude du comportement thermohydraulique en régime transitoire

Continuons maintenant avec l'étude des phases transitoires, lorsque plusieurs évaporateurs subissent la même sollicitation. Nous verrons le cas de sollicitations différentes sur les évaporateurs lors de la comparaison avec les résultats de la modélisation.

1.2.1 Essai d'illustration

On commence par appliquer un même échelon de puissance passant de 600 W à 1000 W sur les trois évaporateurs simultanément, pour observer le comportement global de la boucle.

1.2.1.1 Evolutions des débits

Chaque débit en amont d'évaporateur répond, là encore, directement à la sollicitation de charge thermique locale (figure VI.7). Le débit en sortie de condenseur subit, quant à lui, un léger overshoot.

La dynamique du condenseur est ainsi exactement identique au cas mono-évaporateur. L'augmentation de débit en entrée de condenseur, due à celle des trois débits en sortie d'évaporateurs, provoque une avancée brusque du front de condensation, responsable du dépassement de débit du liquide sous-refroidi. Dans le cas présenté, l'amplitude de cet overshoot est assez faible car la puissance totale transférée est importante. Ceci confirme les résultats de l'étude paramétrique du chapitre V. Nous verrons néanmoins au paragraphe 3 comment se comporte le condenseur lors de phases transitoires plus complexes pour lesquelles les sollicitations de charge thermique aux évaporateurs sont différentes.

En outre, même si le comportement au condenseur reste semblable au cas mono-évaporateur, il dépend néanmoins directement de l'évolution de la dynamique thermohydraulique des évaporateurs, notamment du débit masse (premier couplage du bilan du chapitre IV). Nous étudierons ainsi au paragraphe 1.2.2 l'influence de l'inertie des évaporateurs sur la dynamique du condenseur.

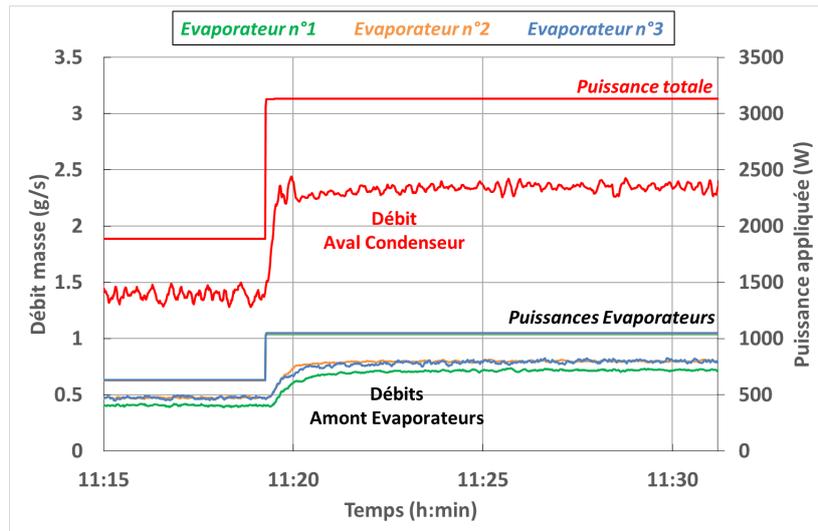


Figure VI.7 – Evolutions temporelles des débits masse (évaporateurs n°1, 2 et 3, $T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, essai d'illustration)

1.2.1.2 Evolutions des pressions

De même que pour le condenseur, le comportement du réservoir reste identique à celui décrit aux chapitres IV et V. Ainsi, l'afflux de liquide froid venant du condenseur amène à une baisse transitoire de la température de référence, ce qui implique des oscillations basse fréquence sur l'ensemble des pressions de la boucle. L'évolution des pressions en entrée d'évaporateurs correspond directement à ce comportement (figure VI.8).

Du fait du couplage hydraulique au niveau de la jonction installée sur la conduite vapeur, les pressions en sortie d'évaporateurs subissent les mêmes contraintes. On retrouve, comme pour le cas mono-évaporateur, un pic de ces pressions correspondant à celui des pertes de charge dans l'ensemble de la boucle avant de revenir à la dynamique globale imposée par le réservoir.

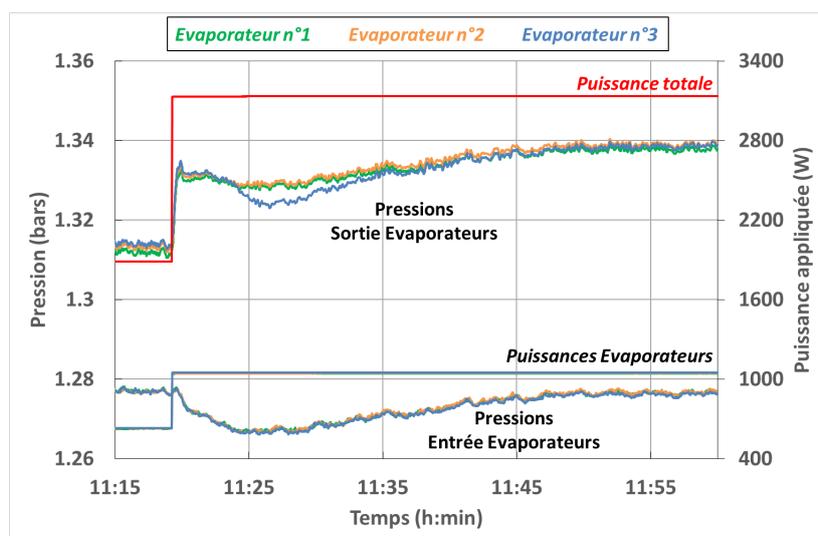


Figure VI.8 – Evolutions temporelles des pressions aux évaporateurs (évaporateurs n°1, 2 et 3, $T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, essai d'illustration)

1.2.1.3 Evolutions des températures

Cet essai d'illustration n'impliquant que des variations hydrauliques de faible amplitude en régime transitoire, l'évolution des températures est elle-même assez douce. Au niveau des évaporateurs (figure VI.9), on constate les mêmes différences mises en avant au chapitre IV : le niveau de températures pour l'évaporateur n°2 est ainsi supérieur à celui des deux autres.

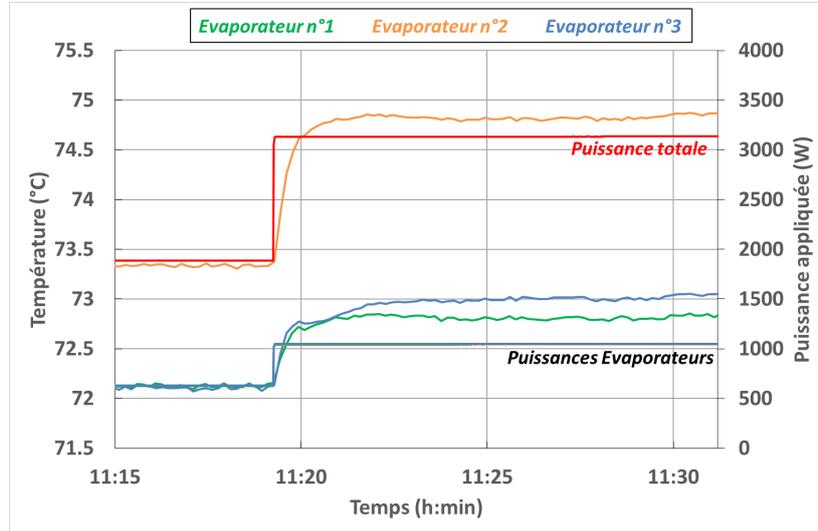


Figure VI.9 – Evolutions temporelles des températures moyennes de culasse d'évaporateurs (évaporateurs n°1, 2 et 3, $T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, essai d'illustration)

On observe cependant, dans ce cas, une légère divergence des températures moyennes de culasse des évaporateurs n°1 et n°3 à la suite de la sollicitation, alors que l'analyse du fonctionnement mono-évaporateur nous avait donné les mêmes valeurs de conductance G_{evap} pour ces deux évaporateurs (cf. chapitre IV). D'après les résultats de la figure VI.9, il semble donc que la dépendance de cette conductance G_{evap} vis à vis de la puissance totale appliquée diffère d'un évaporateur à l'autre. Ce résultat sera corroboré par celui du recalage des conductances de la modélisation.

1.2.2 Influence de l'inertie thermique des évaporateurs

Avant d'adapter la modélisation et d'examiner l'influence de sollicitations plus complexes sur le comportement des différents évaporateurs, nous terminons cette première analyse transitoire par l'étude du couplage entre les échanges thermiques aux évaporateurs et la dynamique hydraulique de la boucle, notamment au condenseur. En effet, les travaux numériques de Kaled [KDP⁺12] sur la CPLIP 1.2 (boucle mono-évaporateur) montrent que l'amortissement du dépassement du débit en sortie de condenseur est facilité lorsque l'inertie thermique de l'évaporateur est faible. Une étude paramétrique effectuée à partir de notre modélisation de CERBERE (cf. annexe G) montre que cette masse thermique d'évaporateur n'a, au contraire, aucune influence sur l'amplitude de l'overshoot de débit liquide.

Afin d'avoir un test de comparaison expérimental, on décide ici de simuler une augmentation de l'inertie thermique aux évaporateurs par celle du nombre d'évaporateurs utilisés. Une même sollicitation globale de puissance, de 600 W à 1200 W, est appliquée, mais pour un nombre différent d'évaporateurs en fonctionnement. Cet échelon de puissance correspond à la sollicitation locale lorsque la boucle est mono-évaporateur. Pour le

système multi-évaporateurs, les puissances locales sont divisées par le nombre d'évaporateurs (soit entre 300 W et 600 W pour deux évaporateurs, et entre 200 W et 400 W pour trois évaporateurs), afin d'imposer la même sollicitation transitoire sur l'ensemble des évaporateurs.

1.2.2.1 Evolutions des débits

La figure VI.10 présente les réponses en débit masse en sortie de condenseur pour deux rampes différentes transitoires, plus ou moins sévères. L'influence d'une hausse de l'inertie thermique aux évaporateurs, par l'augmentation de leur nombre, n'y est que légèrement identifiable, ce qui confirme les résultats numériques de notre modélisation. La réponse apparaît néanmoins plus lente lorsque le nombre d'évaporateurs augmente (pente plus faible aux premiers instants de la sollicitation). De plus, une atténuation de l'amplitude de l'overshoot est discernable.

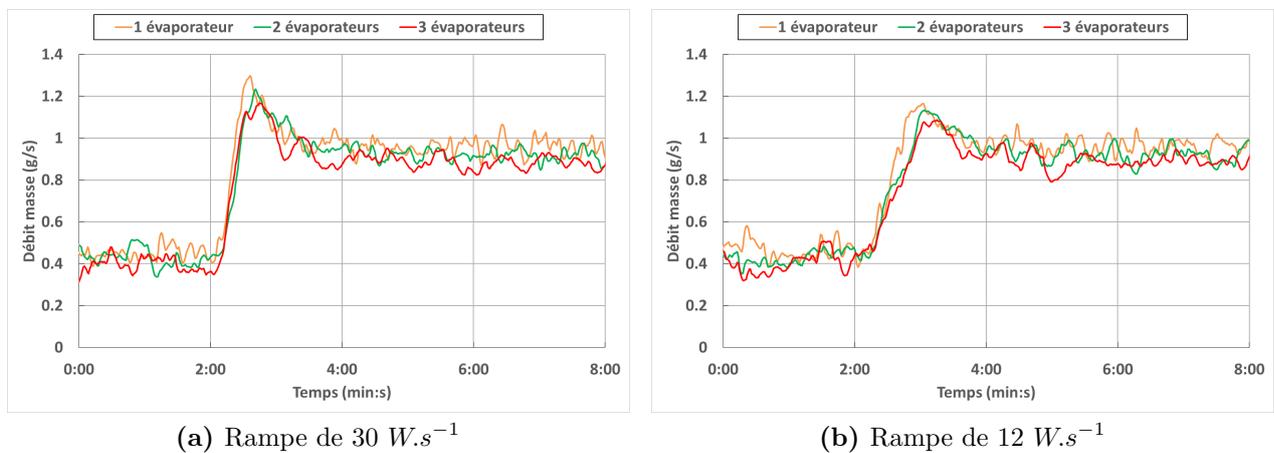


Figure VI.10 – Evolutions temporelles du débit en sortie de condenseur selon le nombre d'évaporateurs, pour la même sollicitation globale de puissance ($T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$)

Cependant, étant donné que l'épaisseur de la culasse des évaporateurs est mince (1 mm), cette différence observée sur le débit de liquide sous-refroidi reste faible et n'a finalement que peu d'incidence sur la dynamique globale du système, comme on va le voir ci-après pour les pressions.

1.2.2.2 Evolutions des pressions

La figure VI.11 montre que l'évolution des pressions aux bornes des évaporateurs reste la même quel que soit le nombre d'évaporateurs en fonctionnement. Compte tenu des réponses précédentes en débits, le pic de pression en sortie d'évaporateurs aux premiers instants de la sollicitation est similaire du fait de la faible différence de l'overshoot de débit en aval de condenseur. La dynamique au réservoir est en outre sensiblement identique, ce qui implique des oscillations de pressions de même amplitude.

Cependant, contrairement à l'augmentation de la charge thermique, l'implication de plusieurs évaporateurs en fonctionnement amène à l'ajout d'un volume supplémentaire non négligeable au réservoir, qui correspond aux volumes de fluide entre la sortie d'un évaporateur et la jonction des trois lignes sur la conduite vapeur. Ainsi, la variation de la hauteur de liquide au réservoir en fonction du nombre d'évaporateurs mis en jeu est nettement observable sur le banc expérimental, au niveau du hublot installé (figure VI.12).

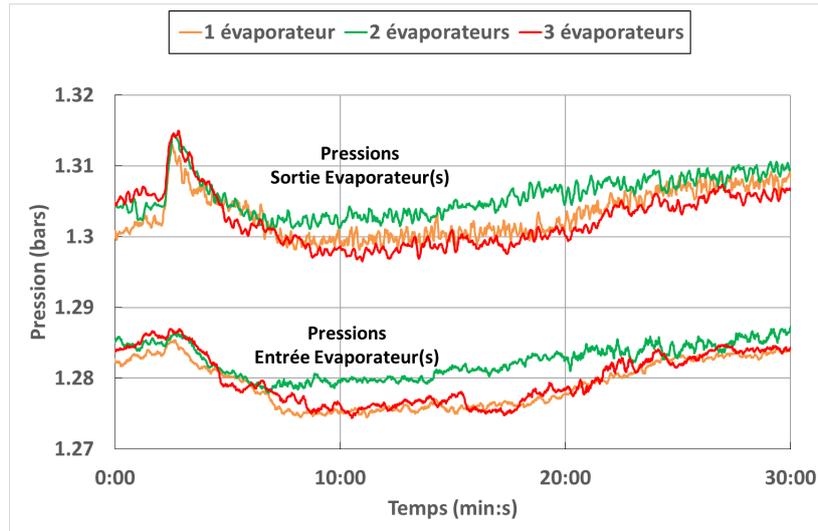


Figure VI.11 – Evolutions temporelles des pressions à l'évaporateur n°2 selon le nombre d'évaporateurs, pour une sollicitation globale de puissance de $30 \text{ W}\cdot\text{s}^{-1}$ ($T_{ref} = 70^\circ\text{C}$, $T_{II} = 20^\circ\text{C}$)

Néanmoins, on peut voir que la différence entre un fonctionnement mono-évaporateur et avec les trois évaporateurs correspond seulement à une variation de la hauteur de liquide inférieure à 2 cm . Celle-ci coïncide avec une différence de pression de l'ordre de 150 Pa , soit seulement $0,1\%$ de la valeur de la pression en partie basse de réservoir et donc de la pression de saturation à l'évaporateur. Ceci explique que cet écart n'est pas observable sur les pressions de la figure VI.11. Celui-ci correspond en outre à une très faible différence de température de saturation à l'évaporateur d'environ $0,03^\circ\text{C}$.

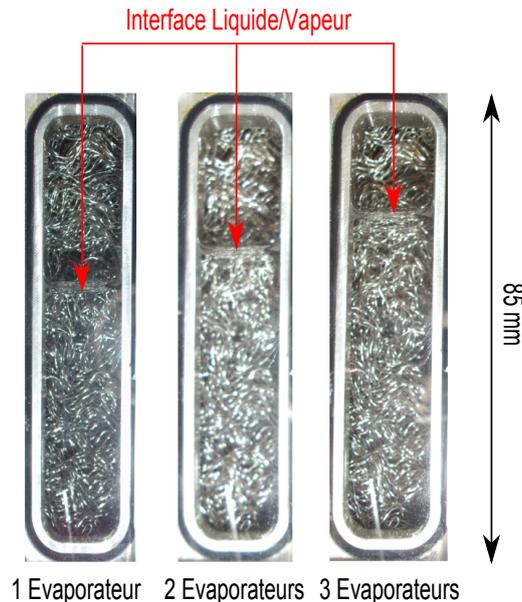


Figure VI.12 – Visualisation de la hauteur de liquide au sein du réservoir suivant le nombre d'évaporateurs en fonctionnement $\left(\sum_{i=1}^3 \dot{Q}_{evap,i} = 600 \text{ W} \right)$

1.3 Bilan sur le comportement de la boucle multi-évaporateurs

Le fonctionnement multi-évaporateurs apparaît donc très similaire au comportement mono-évaporateur décrit au chapitre IV. La jonction des trois branches parallèles étant sur la conduite vapeur, le reste de l'écoulement, notamment au condenseur, se comporte comme s'il n'y avait qu'un seul évaporateur en amont, pour lequel on aurait appliqué la somme des charges thermiques de l'ensemble des évaporateurs. En outre, même si une différence des variables hydrauliques est observable en régime permanent (hauteur de liquide au réservoir) ou en régime transitoire (overshoot de débit en sortie de condenseur), celle-ci semble très faible et n'influence pas la dynamique globale du système. Ainsi, on retrouve l'ensemble des couplages explicités au chapitre IV.

Cependant, un couplage supplémentaire apparaît lors du fonctionnement de la boucle multi-évaporateurs. En effet, par le lien en pression sur la conduite vapeur, les trois évaporateurs sont intrinsèquement couplés entre eux. Alors que la puissance locale appliquée sur chacun des évaporateurs amène à des variations thermiques du même ordre que lors d'un fonctionnement mono-évaporateur, c'est la puissance totale appliquée sur l'ensemble des évaporateurs qui régit la dynamique hydraulique de la boucle. Celle-ci amène à des variations additionnelles de températures de plus faible intensité et impose une pression motrice identique au sein de chaque évaporateur.

2 Adaptation de la modélisation

Grâce au bilan de l'analyse expérimentale précédente, il semble que la modélisation, présentée au chapitre III, peut être facilement adaptée afin de gérer le cas multi-évaporateurs. En effet, le comportement thermohydraulique global du système restant similaire, seuls des modèles au niveau des jonctions des trois branches parallèles sont à développer, c'est-à-dire sur la conduite vapeur et en partie basse de réservoir. Cependant, du fait du fort couplage entre les évaporateurs, un recalage des conductances empiriques aux évaporateurs G_{evap} est nécessaire. Au réservoir, du fait de la modification de la modélisation, un nouveau recalage de conductances empiriques est également indispensable.

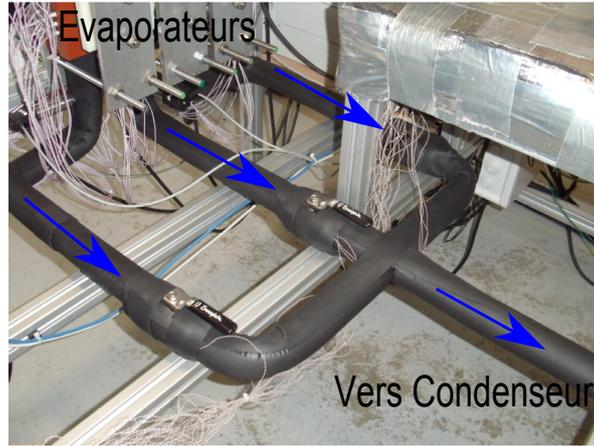
Le lecteur est invité à se référer au chapitre III pour l'ensemble des notations de la modélisation.

2.1 Modèle de la jonction de la ligne vapeur

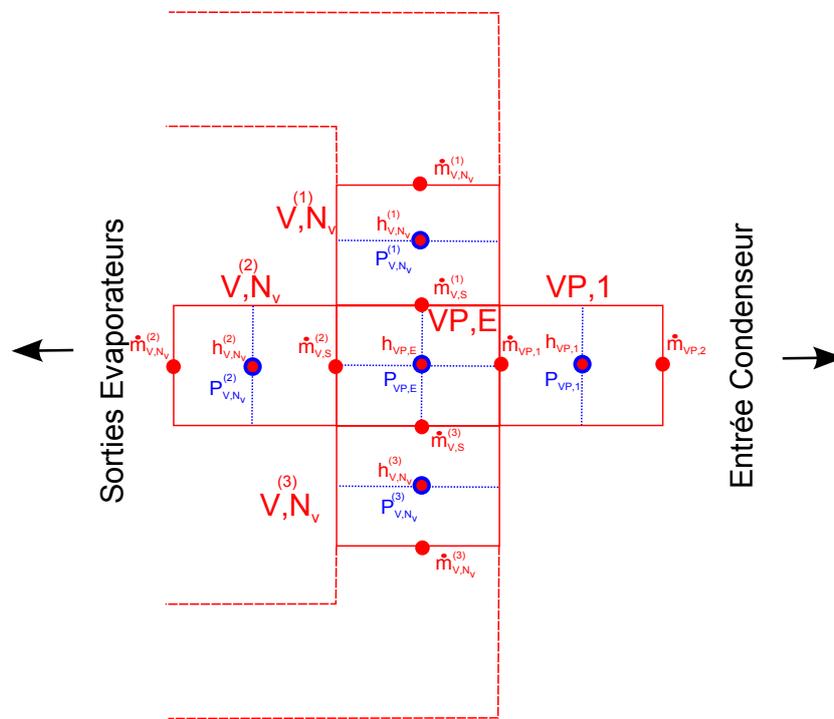
La modélisation de la jonction des trois lignes vapeur en forme de trident (figure VI.13a) est traitée de la même manière que l'ensemble des conduites. On discrétise dès lors l'embranchement comme illustré sur la figure VI.13b. Ainsi, on introduit un nœud d'entrée de conduite principale « VP, E » qui permet de faire le lien entre les dynamiques des trois branches correspondant à chaque évaporateur et la ligne principale de la boucle. On rappelle que le maillage rouge (traits continus) sert à établir les bilans de masse et d'énergie alors que le maillage bleu (traits pointillés) sert aux bilans de quantité de mouvement.

2.1.1 Bilan de masse

Alors que les bilans de masse des derniers nœuds des trois lignes secondaires « V, N_v » et du premier nœud de la ligne principale « $VP, 1$ » sont traités comme au chapitre III,



(a) Photographie



(b) Discrétisation

Figure VI.13 – Jonction de la ligne vapeur

celui du volume « VP, E » s'écrit :

$$\Omega_{VP,E} \frac{d\rho_{VP,E}}{dt} = \dot{m}_{V,S}^{(1)} + \dot{m}_{V,S}^{(2)} + \dot{m}_{V,S}^{(3)} - \dot{m}_{VP,1} \quad (\text{VI.1})$$

Lors de nos observations expérimentales, il est peu apparu d'instabilités entre les différentes lignes. On décide donc d'imposer directement dans la modélisation le débit en entrée de ligne vapeur principale à partir du bilan (VI.1). Après adimensionnement des variables, on introduit ainsi la source de tension $BNdb_{VP,1}$ dans le réseau en débits masse :

$$BNdb_{VP,1} = \dot{m}_{VP,1}^+ = \dot{m}_{V,S}^{(1)+} + \dot{m}_{V,S}^{(2)+} + \dot{m}_{V,S}^{(3)+} - \frac{\Omega_{VP,E}}{\dot{m}_{ref}} \frac{d\rho_{VP,E}}{dt} \quad (\text{VI.2})$$

Le réseau électrique associé peut alors être illustré comme sur la figure VI.14.

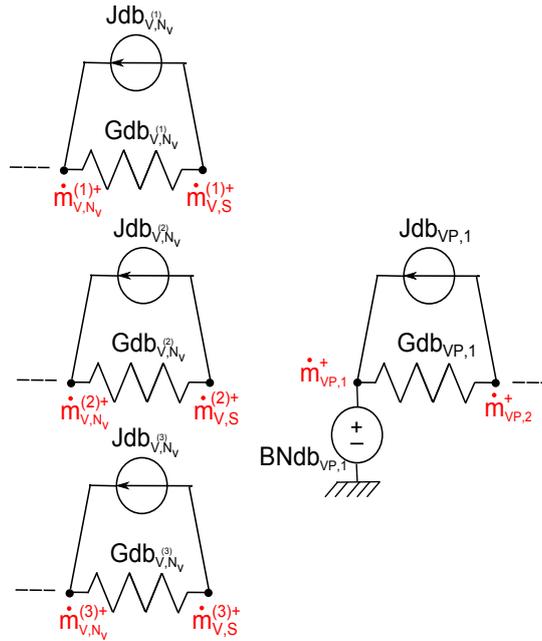


Figure VI.14 – Réseau électrique associé aux bilans de masse de la jonction de la ligne vapeur

2.1.2 Bilans de quantité de mouvement

D'après le maillage de la figure VI.13b, les volumes considérés pour les bilans de quantité de mouvement (traits pointillés bleus) se chevauchent. Pour parer à cette difficulté, on procède de la même manière que la modélisation de la partie basse du réservoir, en supposant une pression uniforme dans le volume « VP, E ». On établit alors les bilans de quantité de mouvement des sorties des lignes secondaires et de l'entrée de la ligne principale, respectivement, sur les demi-volumes des nœuds « $V^{(i)}, N_V$ » et du nœud « $VP, 1$ » uniquement. On obtient ainsi :

Fins des lignes secondaires :

$$\begin{aligned} & \frac{L_{V,N_V}^{(i)}}{2} \frac{d\dot{m}_{V,S}^{(i)}}{dt} + (P_{VP,E} - P_{V,N_V}^{(i)})S_V + \frac{1}{2}|\Delta P_{vis,V,N_V}|S_V \\ & + \frac{\dot{m}_{V,S}^{(i)2}}{\frac{\rho_{V,N_V}^{(i)}\Omega_{V,N_V}^{(i)} + \rho_{VP,E}\Omega_{VP,E}}{\Omega_{V,N_V}^{(i)} + \Omega_{VP,E}}} S_V - \dot{m}_{V,N_V}^{(i)} \frac{\frac{1}{2}(\dot{m}_{V,N_V}^{(i)} + \dot{m}_{V,S}^{(i)})}{\frac{\rho_{V,N_V-1}^{(i)}\Omega_{V,N_V-1}^{(i)} + \rho_{V,N_V}^{(i)}\Omega_{V,N_V}^{(i)}}{\Omega_{V,N_V-1}^{(i)} + \Omega_{V,N_V}^{(i)}} S_V} = 0 \end{aligned} \quad (VI.3)$$

Début de la ligne principale :

$$\begin{aligned} & \frac{L_{VP,1}}{2} \frac{d\dot{m}_{VP,1}}{dt} + (P_{VP,1} - P_{VP,E})S_V + \frac{1}{2}|\Delta P_{vis,VP,1}|S_V \\ & + \frac{\dot{m}_{VP,1}^2}{\frac{\rho_{VP,E}\Omega_{VP,E} + \rho_{VP,1}\Omega_{VP,1}}{\Omega_{VP,E} + \Omega_{VP,1}}} - \frac{\dot{m}_{V,S}^{(1)2}}{\frac{\rho_{V,N_V}^{(1)}\Omega_{V,N_V}^{(1)} + \rho_{VP,E}\Omega_{VP,E}}{\Omega_{V,N_V}^{(1)} + \Omega_{VP,E}}} S_V \\ & - \frac{\dot{m}_{V,S}^{(2)2}}{\frac{\rho_{V,N_V}^{(2)}\Omega_{V,N_V}^{(2)} + \rho_{VP,E}\Omega_{VP,E}}{\Omega_{V,N_V}^{(2)} + \Omega_{VP,E}}} S_V - \frac{\dot{m}_{V,S}^{(3)2}}{\frac{\rho_{V,N_V}^{(3)}\Omega_{V,N_V}^{(3)} + \rho_{VP,E}\Omega_{VP,E}}{\Omega_{V,N_V}^{(3)} + \Omega_{VP,E}}} S_V = 0 \end{aligned} \quad (VI.4)$$

Après adimensionnement et transcription sous formalisme ESACAPTM introduit au chapitre III, l'ensemble de ces bilans nous donnent le réseau en pression de la figure VI.15.

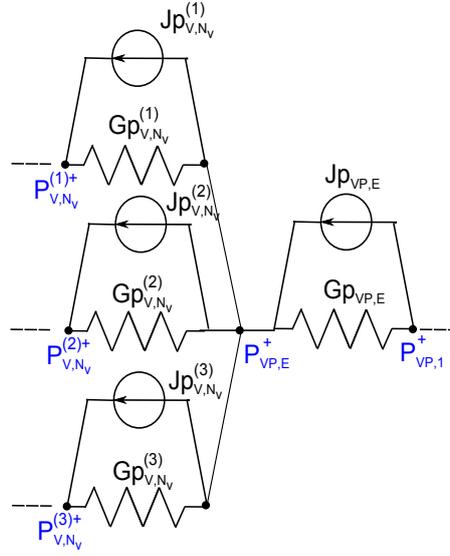


Figure VI.15 – Réseau électrique associé aux bilans de quantité de mouvement de la jonction de la ligne vapeur

2.1.3 Bilans d'énergie

En ne considérant ici qu'un seul sens d'écoulement¹, le bilan d'énergie du volume « VP, E » s'écrit simplement :

$$\begin{aligned} \rho_{VP,E} \Omega_{VP,E} \frac{dh_{VP,E}}{dt} &= \dot{Q}_{reçu,VP,E} + \dot{W}_{comp,VP,E} \\ &+ \dot{m}_{V,S}^{(1)} (h_{V,N_V}^{(1)} - h_{VP,E}) \\ &+ \dot{m}_{V,S}^{(2)} (h_{V,N_V}^{(2)} - h_{VP,E}) \\ &+ \dot{m}_{V,S}^{(3)} (h_{V,N_V}^{(3)} - h_{VP,E}) \end{aligned} \quad (VI.5)$$

En introduisant les différentes conductances fluidiques GF , ceci amène au réseau électrique en enthalpie massique associé de la figure VI.16.

2.2 Modèle de réservoir avec trois sorties

Afin de gérer correctement les échanges de masse et d'énergie au sein du réservoir, la modification de la modélisation s'appuie sur une discrétisation de la partie basse du réservoir en trois parties, correspondant aux volumes compris entre l'entrée et les différentes sorties de l'élément (figure VI.17).

On utilise ainsi le maillage de la figure VI.18 afin d'implémenter la modélisation de ce réservoir, un peu plus complexe. Notons que si les trois nœuds de la partie basse du réservoir sont thermiquement liés à la partie haute, seul le dernier nœud « r3 » y est hydrauliquement lié par l'intermédiaire de l'ouverture en fin de réservoir.

1. Pour simplifier la description ; la prise en compte d'un changement de sens d'écoulement peut être facilement réalisée avec les paramètres introduits au chapitre III

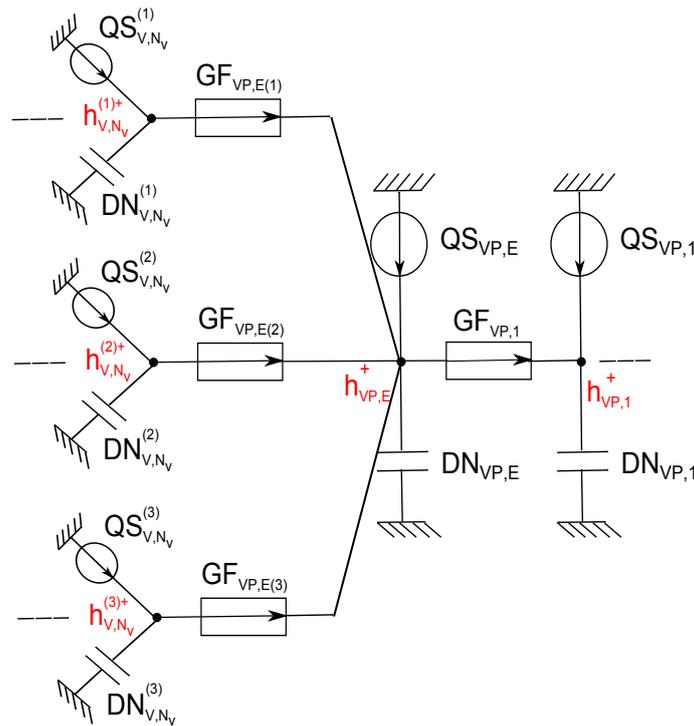


Figure VI.16 – Réseau électrique associé aux bilans d'énergie de la jonction de la ligne vapeur

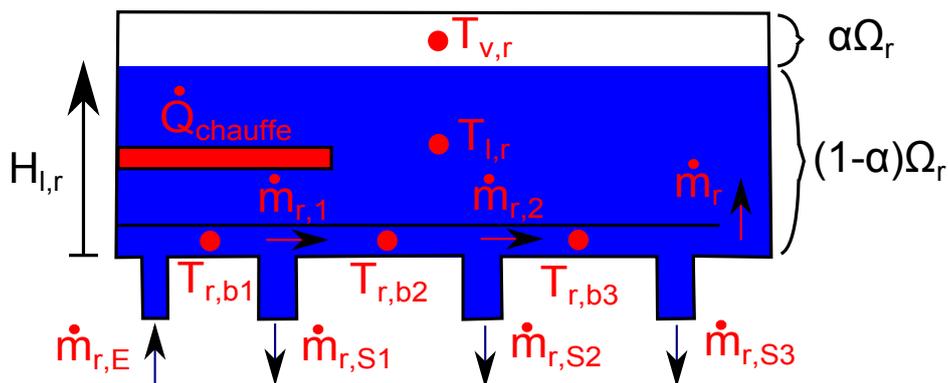


Figure VI.17 – Réservoir avec trois sorties

Les deux parties du réservoir étant traitées de manière semblable à la modélisation présentée au chapitre III, on retrouve des équations de conservation similaires. On présente néanmoins les hypothèses et les points importants qui permettent de construire les différents réseaux électriques analogues pour ce réservoir, plus complexe.

2.2.1 Réservoir bas

L'ensemble de la partie basse du réservoir est modélisé de manière identique au reste des conduites de la boucle, comme le précédent modèle mono-évaporateur.

2.2.1.1 Bilans de masse : En considérant le liquide incompressible en partie basse de réservoir, les bilans de masse de chacun des volumes « r1 », « r2 », « r3 » nous permettent

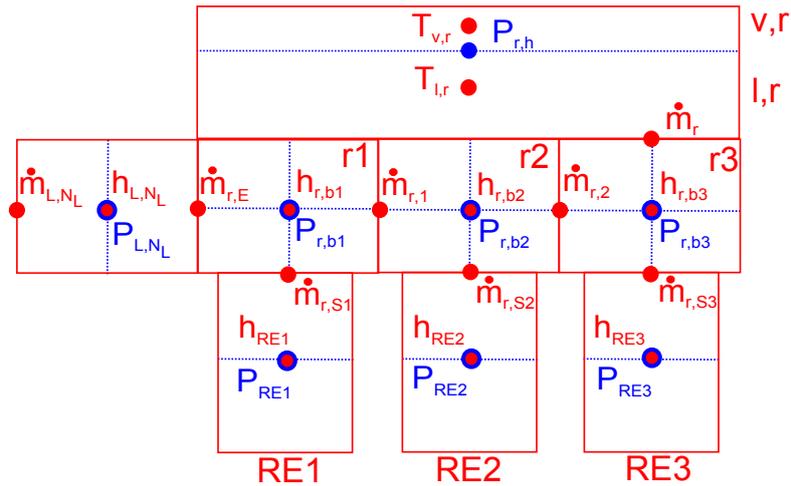


Figure VI.18 – Maillage et positions des variables du réservoir

de déterminer les différents débits masse intermédiaires :

$$\begin{aligned}
 \dot{m}_{r,1} &= \dot{m}_{r,E} - \dot{m}_{r,S1} \\
 \dot{m}_{r,2} &= \dot{m}_{r,E} - \dot{m}_{r,S1} - \dot{m}_{r,S2} \\
 \dot{m}_r &= \dot{m}_{r,E} - \dot{m}_{r,S1} - \dot{m}_{r,S2} - \dot{m}_{r,S3}
 \end{aligned}
 \tag{VI.6}$$

Les débits entrant $\dot{m}_{r,E}$ et sortants $\dot{m}_{r,S1}$, $\dot{m}_{r,S2}$ et $\dot{m}_{r,S3}$ sont évalués à partir du réseau en débits masse de l'ensemble de la boucle.

2.2.1.2 Bilans de quantité de mouvement : D'après le maillage de la figure VI.18, on remarque que les volumes considérés pour effectuer les bilans de quantité de mouvement se chevauchent. De la même manière que la modélisation présentée au chapitre III, on suppose alors que la pression est uniforme dans toute la partie basse du réservoir pour parer à cette difficulté. Ainsi :

$$P_{r,b1} = P_{r,b2} = P_{r,b3} = P_{r,b}
 \tag{VI.7}$$

On établit ainsi les bilans de quantité de mouvement à l'entrée et aux sorties uniquement sur les demi-volumes, respectivement, du dernier nœud de la ligne liquide et des nœuds des lignes entre réservoir et évaporateurs. Comme précédemment, ces bilans dépendent du sens des différents écoulements mis en jeu du fait de l'utilisation d'un schéma numérique amont. On retrouve ainsi, pour chacun d'eux, trois cas différents comme au chapitre III.

2.2.1.3 *Bilans d'énergie* : Les bilans d'énergie des trois volumes de contrôle de la partie basse dépendent du sens de l'écoulement et s'écrivent :

Volume	Equation	Conditions
« r1 »	$\rho_{r,b1}\Omega_{r,b1}\frac{dh_{r,b1}}{dt} =$ $\dot{Q}_{re\dot{c}u,r,b1} + W_{comp,r,b1}$ $+ \dot{m}_{r,E}(h_{L,NL} - h_{r,b1})$ $+ \dot{m}_{r,E}(h_{r,b1} - h_{r,b2})$	Si $\dot{m}_{r,E} \geq 0$, 0 sinon Si $\dot{m}_{r,E} < 0$, 0 sinon
« r2 »	$\rho_{r,b2}\Omega_{r,b2}\frac{dh_{r,b2}}{dt} =$ $\dot{Q}_{re\dot{c}u,r,b2} + W_{comp,r,b2}$ $+ \dot{m}_{r,1}(h_{r,b1} - h_{r,b2})$ $+ \dot{m}_{r,1}(h_{r,b2} - h_{r,b3})$	Si $\dot{m}_{r,1} \geq 0$, 0 sinon Si $\dot{m}_{r,1} < 0$, 0 sinon
« r3 »	$\rho_{r,b3}\Omega_{r,b3}\frac{dh_{r,b3}}{dt} =$ $\dot{Q}_{re\dot{c}u,r,b3} + W_{comp,r,b3}$ $+ \dot{m}_{r,2}(h_{r,b2} - h_{r,b3})$ $+ \dot{m}_{r,2}c_{pl}(T_{r,b3} - T_{l,r})$	Si $\dot{m}_{r,2} \geq 0$, 0 sinon Si $\dot{m}_{r,2} < 0$, 0 sinon

(VI.8)

Alors que les bilans des nœuds « r1 » et « r2 » sont écrits de la même manière que l'ensemble de la boucle, en fonction des enthalpies massiques, l'échange thermique par advection entre le dernier nœud « r3 » et la partie haute du réservoir, lorsque $\dot{m}_{r,2} < 0$, est écrit en température du fait de la modélisation de cette partie haute.

2.2.2 Réservoir haut

La modélisation de la partie haute du réservoir n'est pas modifiée. Ainsi, la dynamique hydraulique est évaluée par les pertes de charge entre la pression de saturation $P_{r,h}$ et la pression de la partie basse $P_{r,b}$, et l'évolution de la fraction volumique de vapeur α . Les échanges thermiques entre le liquide, la vapeur et l'environnement sont représentés par les mêmes conductances globales introduites précédemment. Cependant, du fait de la discrétisation thermique de la partie basse du réservoir, les échanges entre le nœud de liquide de la partie haute et cette partie basse doivent être modifiés. On divise ainsi l'ancienne conductance $G_{l,r}$ en trois conductances entre $T_{l,r}$ et chacun des nœuds de la partie basse (en vert sur la figure VI.19).

De la même manière que la conductance $G_{l,r}$, ces trois conductances $G_{l,r1}$, $G_{l,r2}$ et $G_{l,r3}$ sont évaluées empiriquement. Leur recalage, un peu plus complexe, sera explicité au paragraphe 2.3.

2.2.3 Bilan d'énergie des conduites entre réservoir et évaporateurs

Comme au chapitre III, les bilans d'énergie du fluide dans ces conduites dépendent directement de la répartition des débits au réservoir par la gestion des échanges par advection (cf. annexe F), suivant si le réservoir alimente transitoirement ou non en fluide

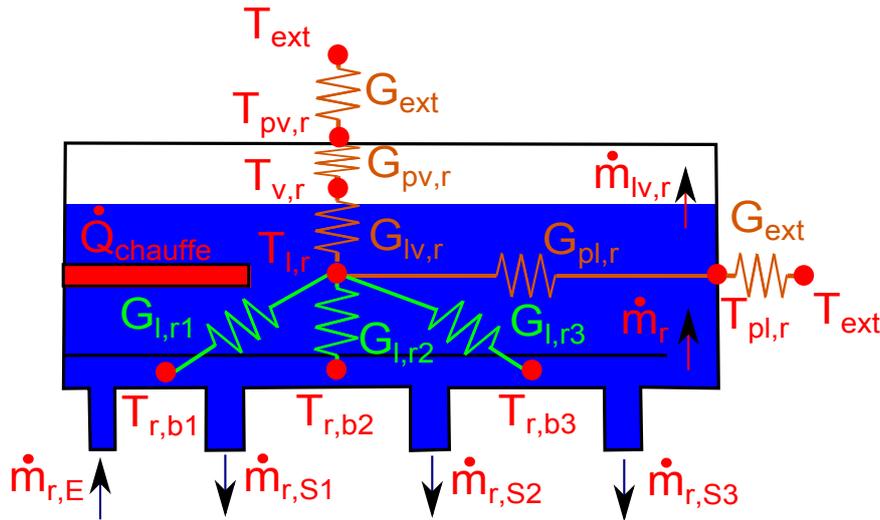


Figure VI.19 – Modèle thermique du réservoir

les différents évaporateurs. Ces bilans s'écrivent :

Volume « RE1 »		
Si $\dot{m}_{r,E} \geq 0$		Si $\dot{m}_{r,E} < 0$
Si $\dot{m}_{r,1} \geq 0$	Si $\dot{m}_{r,1} \leq 0$	$\dot{m}_{r,1} \leq 0$
$\rho_{RE1}\Omega_{RE1}\frac{dh_{RE1}}{dt} =$	$\rho_{RE1}\Omega_{RE1}\frac{dh_{RE1}}{dt} =$	$\rho_{RE1}\Omega_{RE1}\frac{dh_{RE1}}{dt} =$
$\dot{Q}_{re\dot{c}u,RE1} + W_{comp,RE1}$	$\dot{Q}_{re\dot{c}u,RE1} + W_{comp,RE1}$	$\dot{Q}_{re\dot{c}u,RE1} + W_{comp,RE1}$
$+ \dot{m}_{r,S1}(h_{r,b1} - h_{RE1})$	$+ \dot{m}_{r,E}(h_{r,b1} - h_{RE1})$	$+ \dot{m}_{r,S1}(h_{r,b2} - h_{RE1})$
	$- \dot{m}_{r,1}(h_{r,b2} - h_{RE1})$	

(VI.9)

Volume « RE2 »		
Si $\dot{m}_{r,1} \geq 0$		Si $\dot{m}_{r,1} < 0$
Si $\dot{m}_{r,2} \geq 0$	Si $\dot{m}_{r,2} \leq 0$	$\dot{m}_{r,2} \leq 0$
$\rho_{RE2}\Omega_{RE2}\frac{dh_{RE2}}{dt} =$	$\rho_{RE2}\Omega_{RE2}\frac{dh_{RE2}}{dt} =$	$\rho_{RE2}\Omega_{RE2}\frac{dh_{RE2}}{dt} =$
$\dot{Q}_{re\dot{c}u,RE2} + W_{comp,RE2}$	$\dot{Q}_{re\dot{c}u,RE2} + W_{comp,RE2}$	$\dot{Q}_{re\dot{c}u,RE2} + W_{comp,RE2}$
$+ \dot{m}_{r,S2}(h_{r,b2} - h_{RE2})$	$+ \dot{m}_{r,1}(h_{r,b2} - h_{RE2})$	$+ \dot{m}_{r,S2}(h_{r,b3} - h_{RE2})$
	$- \dot{m}_{r,2}(h_{r,b3} - h_{RE2})$	

(VI.10)

Volume « RE3 »		
Si $\dot{m}_{r,2} \geq 0$		Si $\dot{m}_{r,2} < 0$
Si $\dot{m}_r \geq 0$	Si $\dot{m}_r \leq 0$	$\dot{m}_r \leq 0$
$\rho_{RE3}\Omega_{RE3}\frac{dh_{RE3}}{dt} =$	$\rho_{RE3}\Omega_{RE3}\frac{dh_{RE3}}{dt} =$	$\rho_{RE3}\Omega_{RE3}\frac{dh_{RE3}}{dt} =$
$\dot{Q}_{re\dot{c}u,RE3} + W_{comp,RE3}$	$\dot{Q}_{re\dot{c}u,RE3} + W_{comp,RE3}$	$\dot{Q}_{re\dot{c}u,RE3} + W_{comp,RE3}$
$+ \dot{m}_{r,S3}(h_{r,b3} - h_{RE3})$	$+ \dot{m}_{r,2}(h_{r,b3} - h_{RE3})$	$+ \dot{m}_{r,S3}c_{pl}(T_{l,r} - T_{RE3})$
	$- \dot{m}_r c_{pl}(T_{l,r} - T_{RE3})$	

(VI.11)

De même que pour le système d'équations (VI.8), les échanges avec la partie haute du réservoir pour le volume « RE3 » sont écrits en température dans l'équation (VI.11). Dès lors, ce dernier bilan d'énergie est traité de façon identique à celui du modèle mono-évaporateur du chapitre III. Les deux autres bilans, des volumes « RE1 » et « RE2 »,

sont transcrits dans le réseau en enthalpie massique en introduisant des conductances fluidiques $GF^{r\leftrightarrow}$ prenant en compte les trois conditions² des équations (VI.9) et (VI.10).

2.2.4 Réseaux électriques analogues

Les réseaux électriques analogues sont très semblables à ceux présentés au chapitre III. On donne néanmoins sur la figure VI.20 les schémas des réseaux associés aux bilans de quantité de mouvement et d'énergie³ (correspondant aux équations (VI.8) à (VI.11)).

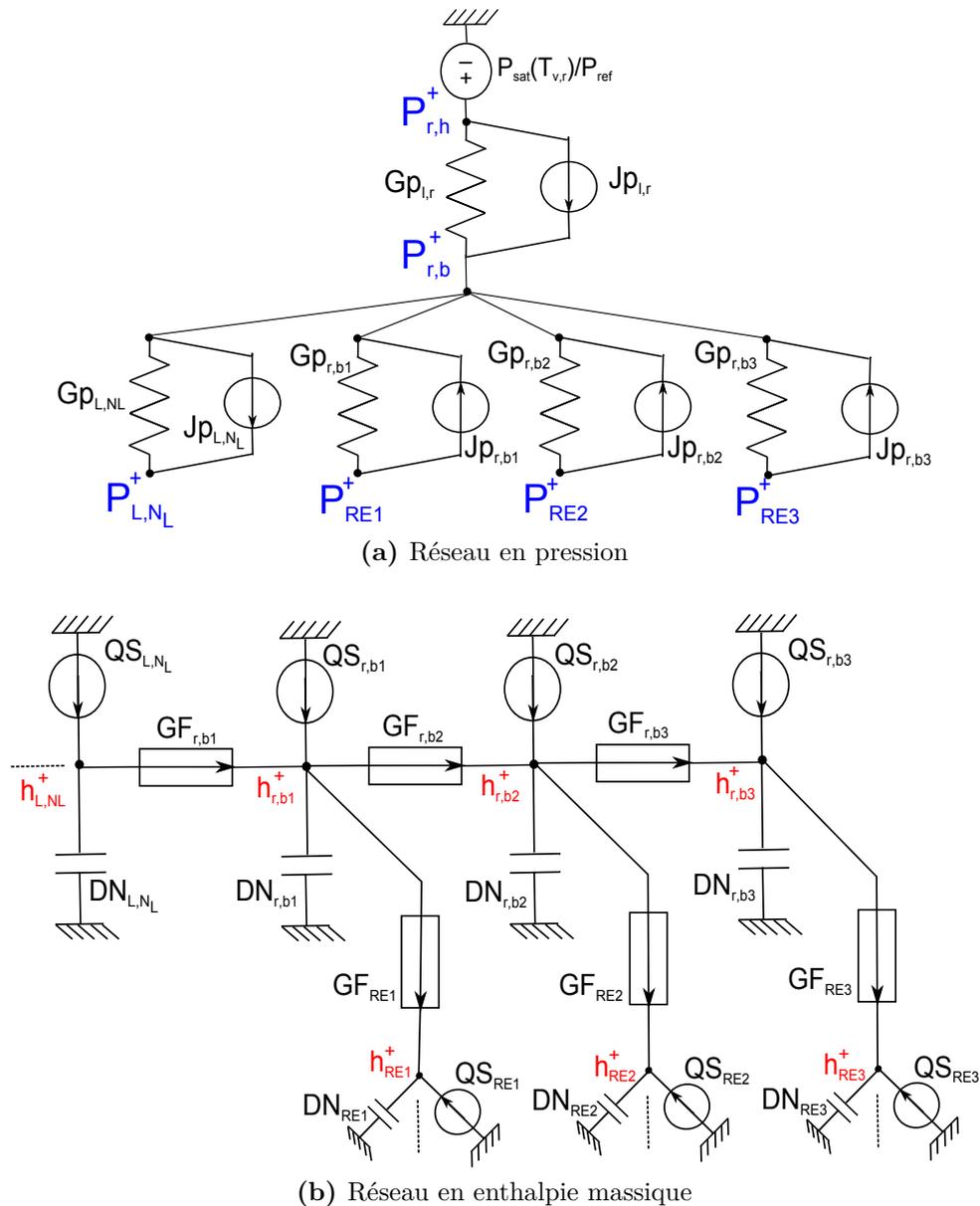


Figure VI.20 – Réseaux électriques associés aux bilans de quantité de mouvement et d'énergie au réservoir

2. Cf. définition de $GF^{r\leftrightarrow}$ en annexe D

3. Sur la figure VI.20, uniquement les conductances fluidiques correspondant à un seul sens d'écoulement sont illustrées pour ne pas alourdir le schéma en enthalpies massiques

2.3 Recalage du modèle en régime permanent

Pour fermer la résolution de la modélisation, il nous faut avant tout recalculer les valeurs des différentes conductances empiriques au réservoir et aux évaporateurs.

2.3.1 Procédure

Pour permettre une meilleure modélisation des phases transitoires et afin de simplifier l'identification des conductances au réservoir, celles-ci sont évaluées selon les conditions aux limites situées le plus près en amont de l'écoulement de la partie basse du réservoir.

- La conductance $G_{l,r1}$ est ainsi évaluée suivant le débit en entrée de réservoir $\dot{m}_{r,E}$.
- La conductance $G_{l,r2}$ est évaluée en fonction de la température entre les deux premières sorties du réservoir $T_{r,b1}$ (dépendant des échanges précédents au niveau de la conductance $G_{l,r1}$) et du débit $\dot{m}_{r,1}$.
- La conductance $G_{l,r3}$ est évaluée suivant la température entre les deux dernières sorties du réservoir $T_{r,b2}$ (dépendant des échanges en amont) et du débit $\dot{m}_{r,2}$.

Si on se ramène aux conditions aux limites du système, à savoir les puissances appliquées sur chacun des évaporateurs (les températures au réservoir et de source froide étant ici fixées) :

- $G_{l,r1}$ dépend de $\sum_{i=1}^3 \dot{Q}_{evap,i}$,
- $G_{l,r2}$ dépend du doublet $\left(\sum_{i=1}^3 \dot{Q}_{evap,i}, \dot{Q}_{evap,2} + \dot{Q}_{evap,3} \right)$, et
- $G_{l,r3}$ dépend du triplet $\left(\sum_{i=1}^3 \dot{Q}_{evap,i}, \dot{Q}_{evap,2} + \dot{Q}_{evap,3}, \dot{Q}_{evap,3} \right)$.

Le recalage apparaît dès lors plus complexe à réaliser que dans le cas mono-évaporateur et nécessite de nombreux tests de caractérisation avec un, deux ou trois évaporateurs, notamment pour l'identification de $G_{l,r3}$. De plus, de par la configuration, les trois conductances ne sont pas indépendantes. Il est ainsi nécessaire d'identifier en premier lieu $G_{l,r1}$, puis $G_{l,r2}$ et enfin $G_{l,r3}$, voire d'effectuer quelques itérations selon les cas.

Compte tenu du couplage entre les évaporateurs, les conductances empiriques $G_{evap,i}$ sont à la fois identifiées suivant la puissance locale appliquée $\dot{Q}_{evap,i}$ (pour ce qui est du flux thermique appliqué) et la puissance totale $\sum_{i=1}^3 \dot{Q}_{evap,i}$ (pour ce qui est des conditions hydrauliques globales). De la même manière que pour la modélisation mono-évaporateur, afin d'améliorer l'évaluation en phase transitoire, les trois conductances $G_{evap,i}$ sont finalement évaluées suivant le flux de chaleur local au niveau de chacune d'elle, noté $\dot{Q}(G_{evap,i})$, et la somme de ces flux de chaleur $\sum_{i=1}^3 \dot{Q}(G_{evap,i})$.

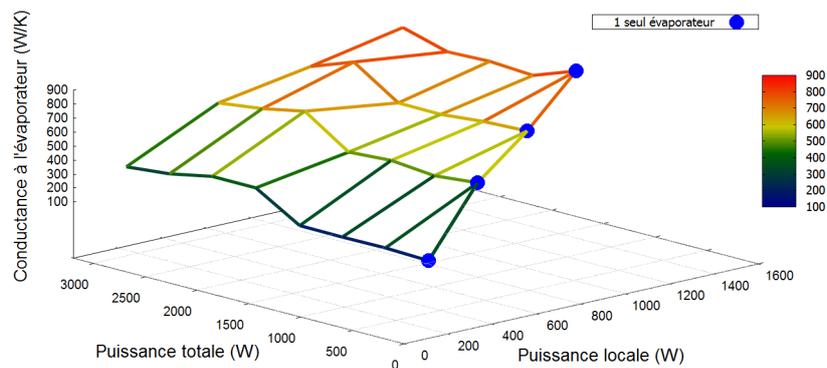
2.3.2 Résultats

Réservoir :

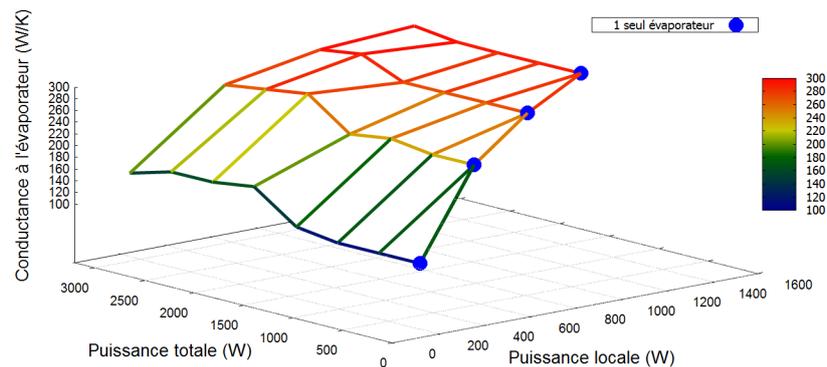
Du fait que la modélisation choisie au réservoir ne soit ni un modèle « série » ni un modèle « parallèle », les conductances empiriques sont difficilement interprétables physiquement. Leurs variations ne seront donc pas présentées.

Évaporateurs :

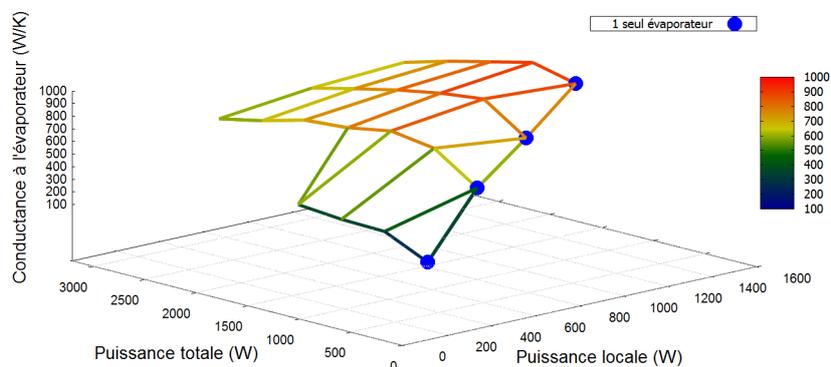
Comme cela a été décelé lors de l'analyse expérimentale, la variation de la conductance G_{evap} suivant les puissances appliquées diffère selon l'évaporateur considéré. La figure VI.21 illustre sous forme de nappe l'évolution de cette conductance pour les trois évaporateurs selon les puissances locale et totale appliquées. Les valeurs correspondant au cas mono-évaporateur y sont représentées de manière plus visible en points bleus (dans ce cas, puissances locale et totale sont égales).



(a) Évaporateur n°1



(b) Évaporateur n°2



(c) Évaporateur n°3

Figure VI.21 – Conductance identifiée aux évaporateurs suivant les puissances locale et totale appliquées ($T_{ref} = 70^{\circ}C$ et $T_{II} = 20^{\circ}C$)

Bien qu'elles ne soient pas dans la même gamme de valeurs, les conductances em-

piriques des évaporateurs n°1 et n°2 semblent suivre les mêmes dépendances avec les puissances locale et totale. Pour de faibles puissances locales, la valeur de G_{evap} subit d'abord une hausse avec la puissance totale avant de se stabiliser, alors qu'elle semble assez indépendante de la puissance totale pour les plus fortes puissances locales appliquées. Ainsi, pour ces deux évaporateurs, l'impact du fonctionnement multi-évaporateurs sur les échanges internes entre la culasse et l'interface de vaporisation est plus important pour de faibles puissances locales, même si la valeur de la conductance G_{evap} est d'abord imposée par le flux de chaleur local.

Les échanges au sein de l'évaporateur n°3 se révèlent évoluer différemment selon la puissance totale imposée. Alors qu'ils paraissent varier de la même façon que pour l'évaporateur n°1 dans le cas mono-évaporateur, le fonctionnement multi-évaporateurs semble avoir plus d'impact sur G_{evap} . Ainsi, lorsque la puissance totale augmente, on observe une amélioration des échanges quelle que soit la puissance locale comme pour les deux autres évaporateurs, avant que ceux-ci ne se détériorent peu à peu lorsque le flux de chaleur global s'intensifie. Ceci se traduit par une hausse globale des températures de culasse sur cet évaporateur.

Cette divergence est issue des phénomènes internes très complexes au sein de la mèche poreuse et dépend vraisemblablement de la structure microscopique du poreux ainsi que de la qualité du contact mèche-bâti. Elle pourrait également être issue de la différence des températures en entrée d'évaporateur (visible sur le diagramme de fonctionnement ci-après) impliquant une modification de la gestion des flux de chaleur au sein du poreux. Cela pourrait expliquer le fait qu'un désamorçage de cet évaporateur a lieu pour une faible puissance locale et de fortes puissances totales (ce qui justifie l'absence d'identification de G_{evap} pour l'évaporateur n°3 pour ces puissances).

2.4 Diagramme de fonctionnement

Grâce au développement de la modélisation, on est capable d'évaluer l'ensemble du diagramme de fonctionnement de la boucle CERBERE lorsque les trois évaporateurs sont utilisés (figure VI.22).

Comme on l'a dit lors de l'analyse expérimentale, la pression motrice capillaire est identique pour les trois évaporateurs, quelles que soient les puissances locales imposées. La principale distinction que l'on peut observer sur ce diagramme (P, T) se situe au niveau des sorties du réservoir. On en déduit que la part du flux local imposé à l'évaporateur pour chauffer le liquide de l'entrée de la mèche poreuse à l'interface de vaporisation (flux de fuite) est plus importante pour l'évaporateur n°1 situé sur la sortie la plus proche de l'entrée du réservoir.

3 Comparaison des résultats expérimentaux et numériques

Maintenant que l'ensemble des données nécessaires au bon fonctionnement de la modélisation a été identifié, on se propose pour finir ce chapitre d'étudier deux essais plus complexes avec trois évaporateurs en fonctionnement, pour des applications différentes de puissance sur chaque évaporateur, afin d'approfondir l'analyse du comportement du système et de comparer résultats expérimentaux et numériques.

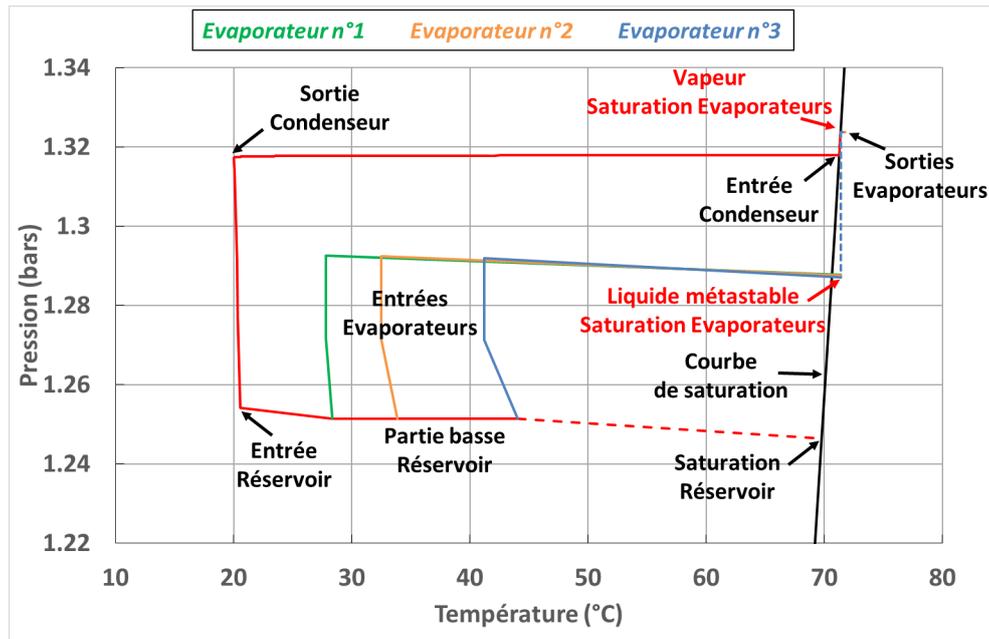


Figure VI.22 – Diagramme (P,T) de fonctionnement de CERBERE multi-évaporateurs ($T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap,1} = \dot{Q}_{evap,2} = \dot{Q}_{evap,3} = 600 W$)

3.1 Premier essai de comparaison

Pour ce premier test, un même échelon croissant de puissance est appliqué sur chacun des trois évaporateurs. Contrairement aux essais expérimentaux présentés précédemment, les sollicitations imposées sont décalées légèrement dans le temps, comme l'illustre la figure VI.23. La modification de puissance locale (entre 600 W et 1000 W) se fait de l'évaporateur n°1 à l'évaporateur n°3. La sollicitation globale correspond ainsi à une succession d'échelons de même durée, mais trop courts pour que le régime permanent soit atteint entre chaque étape.

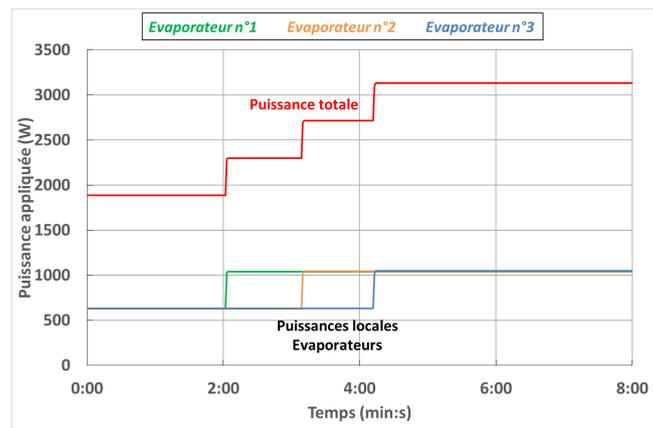


Figure VI.23 – Sollicitations du premier essai de comparaison multi-évaporateurs

3.1.1 Débits masse

Les débits masse suivent directement l'évolution des puissances locales, dans le cas des débits de vaporisation, ou totale, dans le cas du débit en sortie de condenseur, comme

l'illustre la figure VI.24. La dynamique hydraulique étant plus rapide que la durée entre chaque sollicitation, les réponses sont similaires à celles déjà analysées dans les études précédentes.

Mis à part une légère surestimation du premier overshoot de débit de liquide sous-refroidi, la modélisation semble parfaitement décrire ces évolutions.

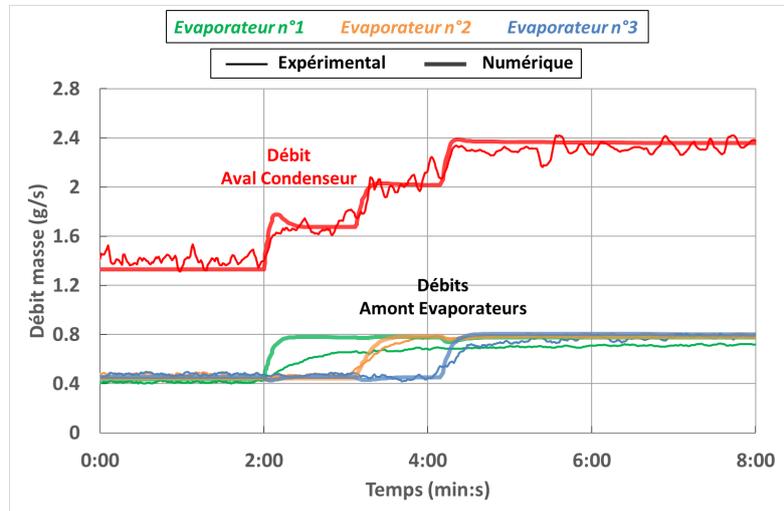


Figure VI.24 – Evolutions des débits masse mesurés et calculés ($T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, premier essai de comparaison)

3.1.2 Pressions aux bornes des évaporateurs

Les pressions en amont du réservoir, comme par exemple celles en sortie d'évaporateurs (figure VI.25), subissent une augmentation par palier due à celle du débit global au sein de la boucle. Avec un temps caractéristique supérieur à celui des sollicitations, comme pour les essais précédents, la dynamique de régulation au réservoir implique des oscillations de pressions à basse fréquence.

Il apparaît que le modèle surestime légèrement l'amplitude de ces oscillations, mais retranscrit très bien les différentes dynamiques instationnaires imposées par le changement de puissance sur chaque évaporateur.

3.1.3 Températures aux évaporateurs

Grâce au recalage des conductances au réservoir, effectué en régime permanent, les prédictions numériques des températures en entrée d'évaporateurs (figure VI.26) correspondent très bien aux mesures expérimentales. Ces températures diminuent globalement du fait de l'augmentation de l'ensemble des débits masse, mais pas tout à fait au même instant du fait du décalage entre les sollicitations.

Chacune des températures moyennes des culasses des trois évaporateurs est plus ou moins perturbée par chaque sollicitation (figure VI.27). Ainsi, on retrouve que la puissance locale imposée (indiquée par les flèches sur le graphe) amène à une variation de température plus importante. On distingue en outre les modifications beaucoup plus légères issues de celle de la température de vaporisation par augmentation de la puissance totale. On peut noter que l'évaporateur n°3 semble bien plus sensible à ces dernières variations que les deux autres évaporateurs (sauf pour le dernier créneau de puissance qui

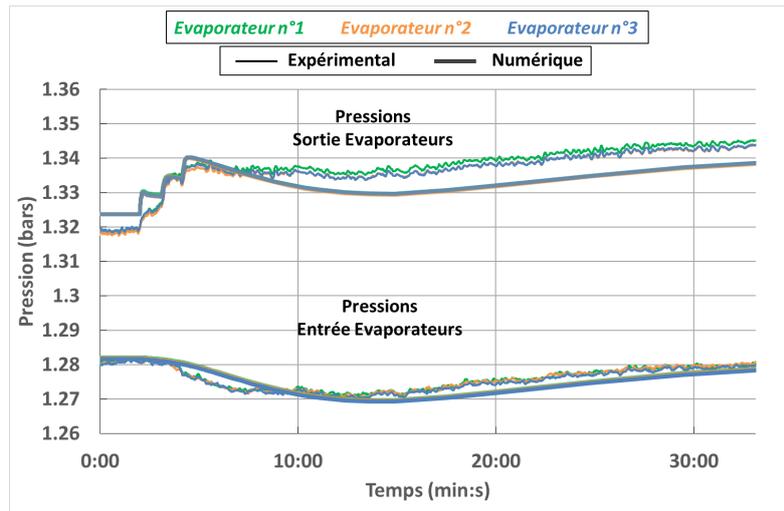


Figure VI.25 – Evolutions des pressions aux évaporateurs mesurées et calculées ($T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, premier essai de comparaison)

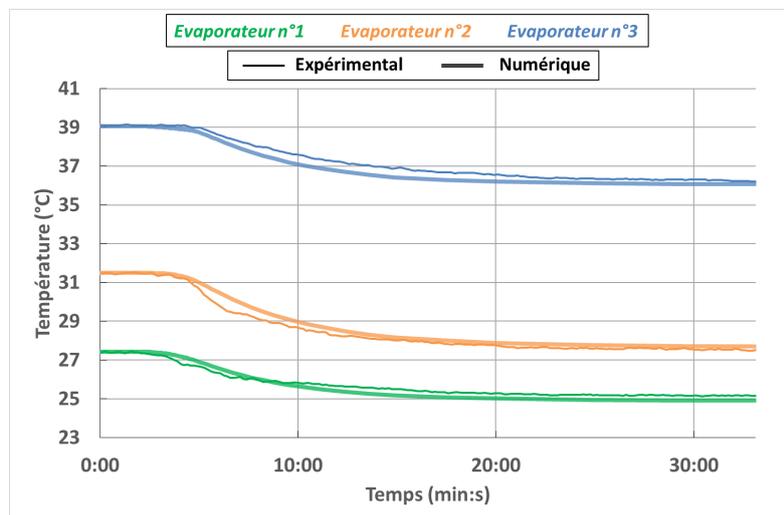


Figure VI.26 – Evolutions des températures en entrée d'évaporateurs mesurées et calculées ($T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, premier essai de comparaison)

englobe les variations hydrauliques globales), ce qui confirme les résultats obtenus sur les conductances empiriques G_{evap} .

Comme pour les résultats du chapitre IV en fonctionnement mono-évaporateur, du fait de la forte différence de gamme entre les valeurs de G_{evap} pour l'évaporateur n°2 avec celles des deux autres évaporateurs, les résultats numériques sont plus proches des mesures pour ce premier. De même que précédemment, l'écart en régime transitoire est surtout imputable à un modèle très simple des échanges internes à l'évaporateur.

3.2 Second essai de comparaison

Nous étudions, pour terminer ce chapitre, un essai pour lequel différentes sollicitations locales sur chacun des évaporateurs sont appliquées au même instant (figure VI.28). Une charge thermique de 600 W est maintenue sur l'évaporateur n°1. Tandis que la puissance imposée sur l'évaporateur n°2 est augmentée de 600 W à 1000 W , l'évaporateur n°3 subit

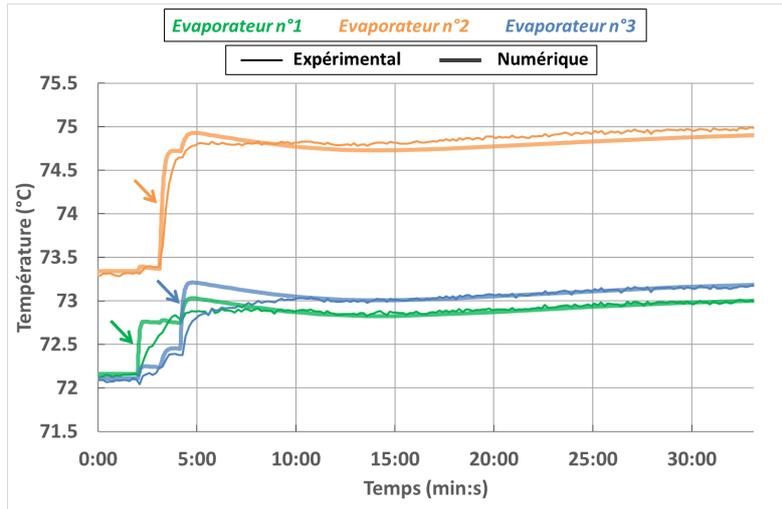


Figure VI.27 – Evolutions des températures moyennes de culasse d'évaporateur mesurées et calculées ($T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, premier essai de comparaison)

la sollicitation inverse avec une charge thermique allant de 1000 W à 600 W . Ainsi, la puissance globale imposée reste constante.

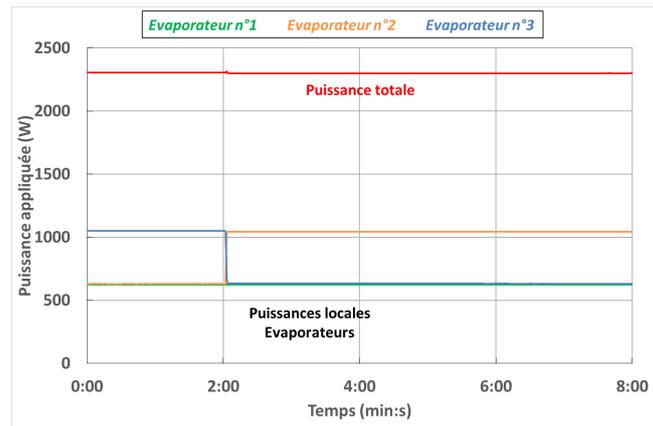


Figure VI.28 – Sollicitations du second essai de comparaison multi-évaporateurs

3.2.1 Débits masse

Les débits de vaporisation suivent là encore les sollicitations locales appliquées sur chaque évaporateur (figure VI.29). La particularité de cet essai implique de très faibles variations du débit en sortie de condenseur.

Cependant, à cause de l'écart entre résultats numériques et mesures expérimentales sur le débit en amont de l'évaporateur n°3, déjà mentionné au chapitre IV, la modélisation prédit un léger undershoot du débit en aval de condenseur.

3.2.2 Pressions aux bornes des évaporateurs

Même si la puissance globale transférée par la boucle n'est pas modifiée, les pressions subissent une légère fluctuation à basse fréquence due à la dynamique transitoire du réservoir (figure VI.30). Celle-ci implique un faible recul de la longueur diphasique au

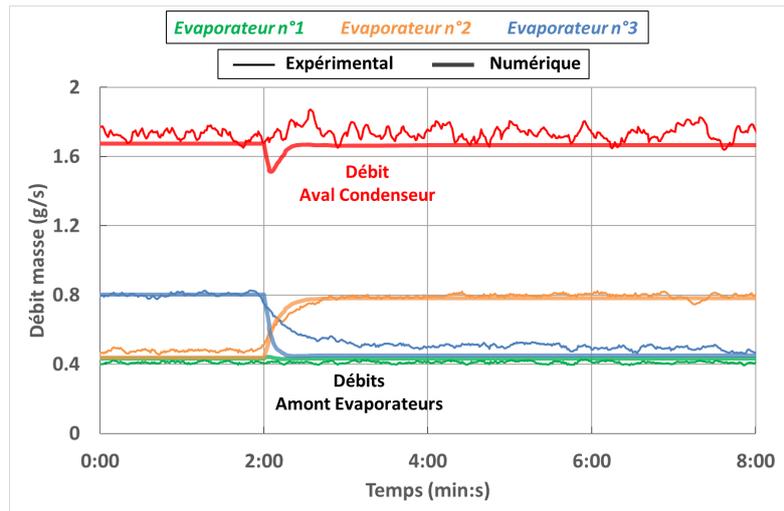


Figure VI.29 – Evolutions des débits masse mesurés et calculés ($T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, second essai de comparaison)

condenseur. Cette dernière est issue d'une très légère baisse du débit total, les débits de vaporisation des évaporateurs n°2 et n°3 n'étant pas tout à fait égaux pour une même charge thermique imposée.

Contrairement à l'essai précédent, les pressions en sortie d'évaporateurs ne subissent aucun pic (ou très léger pour la modélisation) en début de sollicitation, compte tenu que les pertes de charges globales de la boucle varient peu lors de la phase transitoire.

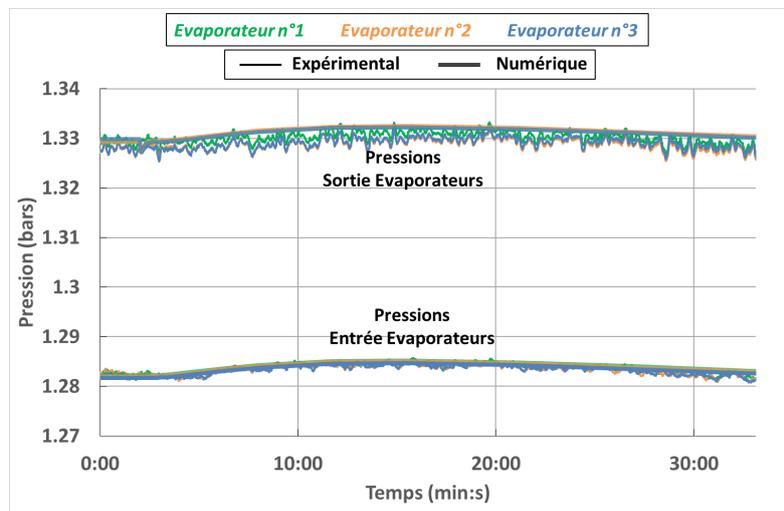


Figure VI.30 – Evolutions des pressions aux évaporateurs mesurées et calculées ($T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, second essai de comparaison)

3.2.3 Températures aux évaporateurs

L'évolution des températures en entrée d'évaporateurs est parfaitement prédite par la modélisation (figure VI.31). Du fait de la baisse de la charge thermique sur l'évaporateur n°3 et donc du débit de vaporisation, la température évaluée en amont augmente. Les températures au niveau de l'entrée des deux autres évaporateurs sont relativement inchangées. Cela vient du fait que les débits en entrée et entre les deux premières sorties

de réservoir ne sont pas modifiés. En effet, à la fois la charge thermique totale et la somme des puissances appliquées sur les évaporateurs n°2 et n°3 restent identiques.

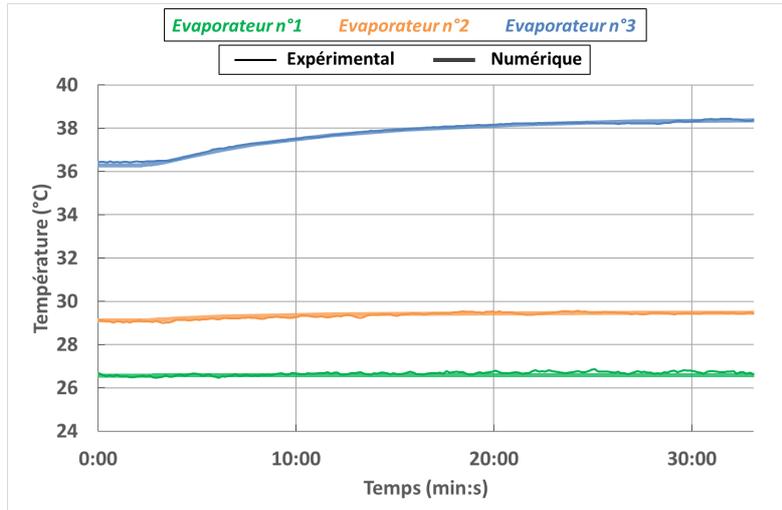


Figure VI.31 – Evolutions des températures en entrée d'évaporateurs mesurées et calculées ($T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, second essai de comparaison)

La modélisation nous donne également de très bons résultats pour les variations des températures moyennes des culasses des trois évaporateurs (figure VI.32). La puissance totale étant inchangée, chaque température évolue uniquement selon la puissance locale. On peut déceler en outre l'impact des fluctuations de pressions due à la dynamique du réservoir impliquant des variations des températures de saturation au sein des trois évaporateurs.

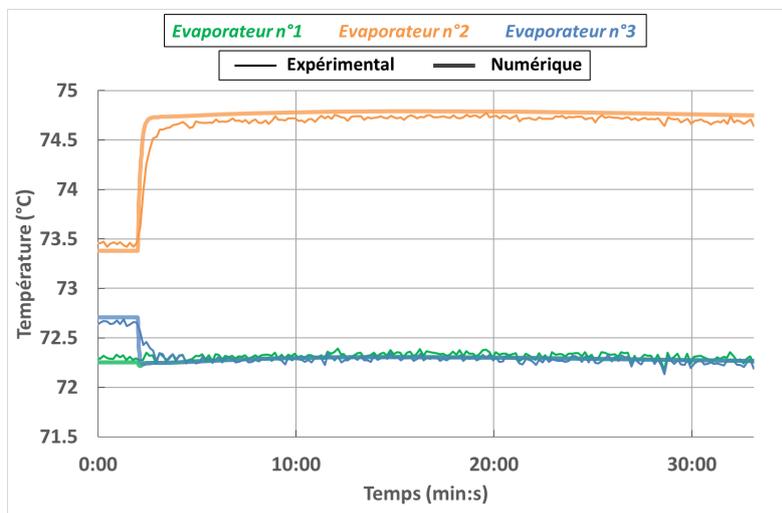


Figure VI.32 – Evolutions des températures moyennes de culasse d'évaporateurs mesurées et calculées ($T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, second essai de comparaison)

3.3 Conclusion sur la validité du modèle

Les premières observations expérimentales nous ont montré que la boucle équipée d'un seul ou de trois évaporateurs présente un comportement thermohydraulique similaire. La modélisation a donc pu être facilement adaptée et donne dans l'ensemble de

très bonnes estimations du comportement transitoire du système, à l'instar du modèle mono-évaporateur. Les quelques écarts observés entre mesures expérimentales et résultats numériques sont issus, comme précédemment, d'une description encore simplifiée des phénomènes aux évaporateurs.

La précision et la qualité du modèle résident en grande partie dans la bonne évaluation des conductances empiriques aux évaporateurs et au réservoir. Même si cela n'a été que faiblement évoqué, l'identification de ces paramètres est beaucoup plus complexe à réaliser dans ce cas multi-évaporateurs du fait du couplage supplémentaire entre les évaporateurs et de la conception du réservoir, et nécessite donc des séries plus nombreuses de tests expérimentaux.

Ainsi, afin de s'affranchir complètement de l'étude expérimentale, que ce soit pour simuler le comportement mono- ou multi-évaporateurs d'un tel système, une modélisation plus fine des phénomènes au sein d'un évaporateur et du réservoir est nécessaire. Cependant, des modèles fins sont rédhibitoires en terme de temps de calculs⁴ dans l'objectif d'obtenir un outil de dimensionnement rigoureux. Deux solutions peuvent alors être envisagées afin de perfectionner la description des phénomènes microscopiques au sein de l'évaporateur (notamment dans la mèche poreuse) et du réservoir (échanges thermiques dans le liquide). La première consiste à utiliser un modèle très détaillé en parallèle et à ne conserver que les variables essentielles à la description de l'élément au sein du modèle global de boucle. Dans ce cas, deux modèles d'échelle très différente seraient couplés. La seconde solution repose sur l'élaboration de lois de comportement macroscopiques, ou bien sur celle de modèles numériquement réduits, toujours à partir de modèles détaillés préalablement construits. Cette deuxième solution présente l'avantage de pouvoir être incorporée directement dans le modèle présenté dans ce mémoire.

4. Le modèle actuel présentant en effet l'avantage d'effectuer des simulations rapides (quelques minutes avec un ordinateur « usuel »)

Chapitre VII

Analyse expérimentale et numérique du démarrage du banc CERBERE

Ce dernier chapitre permet de présenter l'ensemble des phases de démarrage du banc expérimental CERBERE, avec un ou plusieurs évaporateurs. Comme il a été mentionné au chapitre II, la boucle est « préparée » préalablement à la phase de démarrage. Avant d'appliquer le premier échelon de puissance, le réservoir est ainsi chauffé et stabilisé à la température de référence et le thermocryostat est enclenché pour imposer la température de source froide au condenseur.

1 Démarrage d'un seul évaporateur

Avant de présenter les différentes possibilités de démarrage avec plusieurs évaporateurs, intéressons-nous tout d'abord au démarrage du système lorsqu'un seul évaporateur est utilisé. Après l'exposition d'une analyse expérimentale complète, nous verrons quel peut être le potentiel de la modélisation pour décrire et appréhender cette phase de démarrage.

1.1 Analyse expérimentale

Dans cette investigation expérimentale, un démarrage « classique » de la boucle CERBERE est d'abord présenté afin de détailler les différentes étapes de cette première phase, et de préciser les descriptions déjà effectuées lors de l'état de l'art (cf. chapitre I). On propose ensuite un focus sur deux comportements particuliers observés durant les campagnes d'essais, pouvant survenir lors d'un démarrage de boucle gravitaire, type CPLIP.

Pour l'ensemble de ces analyses, le lecteur pourra se référer à la figure VII.1 pour la dénomination des mesures de températures le long de la boucle ainsi que pour l'emplacement des débitmètres.

1.1.1 Démarrage dit normal

Les différentes mesures effectuées sur le banc expérimental CERBERE permettent de décomposer un démarrage « classique » de la boucle en trois étapes [Lac10]. Pour décrire ces étapes, on s'appuiera sur les graphes des figures VII.2 et VII.3 représentant, respectivement, l'évolution des températures et des variables hydrauliques (débits et pressions) le long de la boucle. Les températures de la culasse de l'évaporateur sont moyennées sur quatre zones distinctes (deux par face).

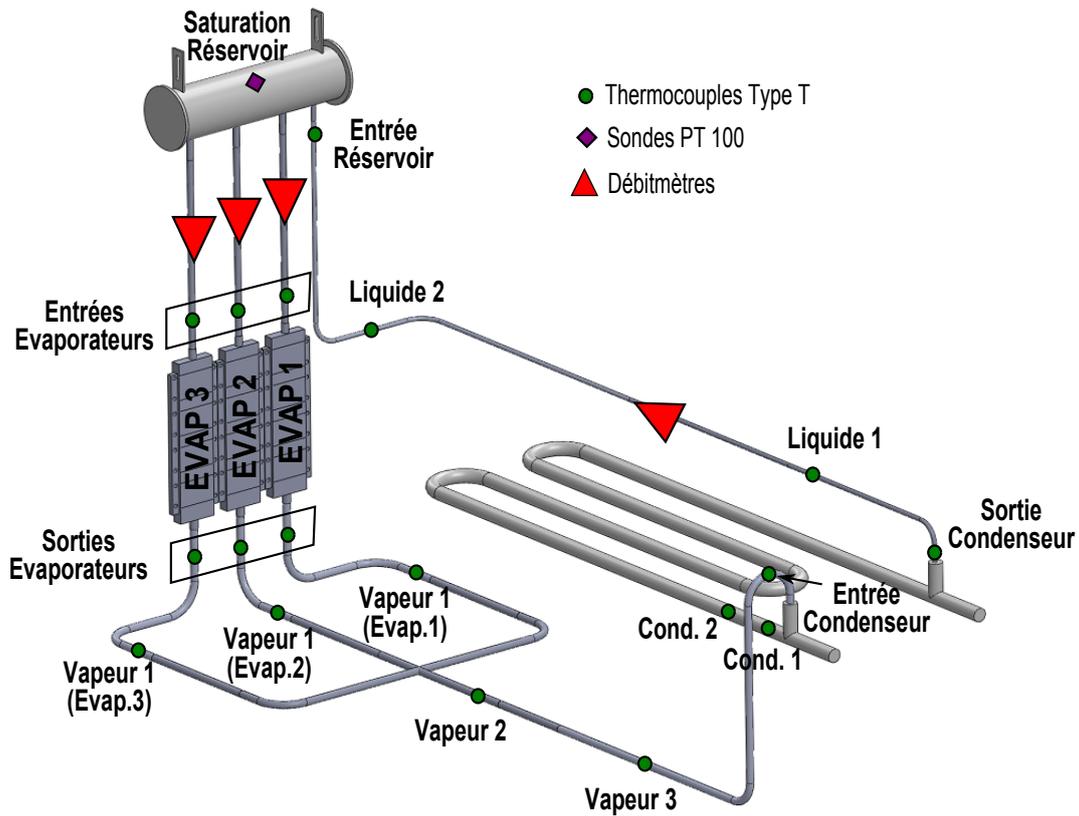


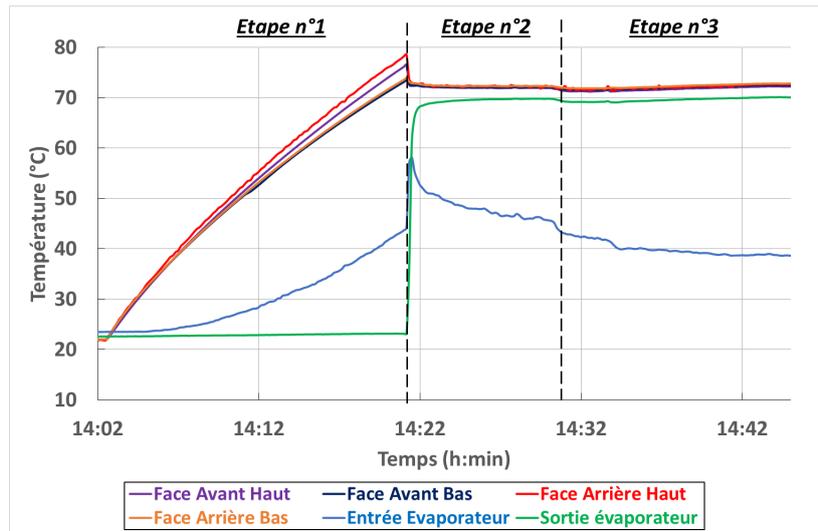
Figure VII.1 – Positions et dénominations de différentes mesures de températures sur CERBERE

Etape n°1 :

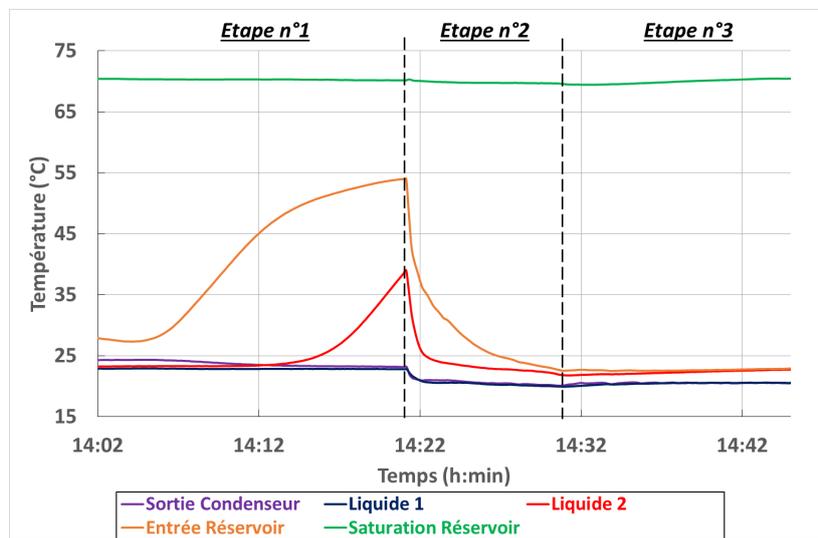
La première étape correspond à la montée en température de l'évaporateur afin d'atteindre les conditions d'équilibre internes suffisantes à la création de vapeur. La durée de cette étape dépend donc directement de la puissance imposée et de l'inertie de l'évaporateur saturé de liquide. Bien que les variables hydrauliques semblent ne pas être modifiées durant cette phase, il y apparaît néanmoins un très léger débit inverse. Les conséquences thermiques de ce débit « négatif » sont observables en entrée d'évaporateur et de réservoir, ainsi qu'en fin de conduite liquide. Comme le mentionne Lachassagne [Lac10], cette étape est comparable au comportement d'un thermosiphon monophasique dont le moteur serait le liquide contenu dans l'évaporateur. La remontée de liquide a également un impact direct sur les températures de culasse de l'évaporateur : les deux zones supérieures apparaissent en effet plus chaudes que les zones inférieures. Une faible baisse de l'ensemble des pressions dans la boucle est en outre observable du fait de l'entrée de liquide, dont la température est plus basse que la température de référence, en partie haute de réservoir.

Etape n°2 :

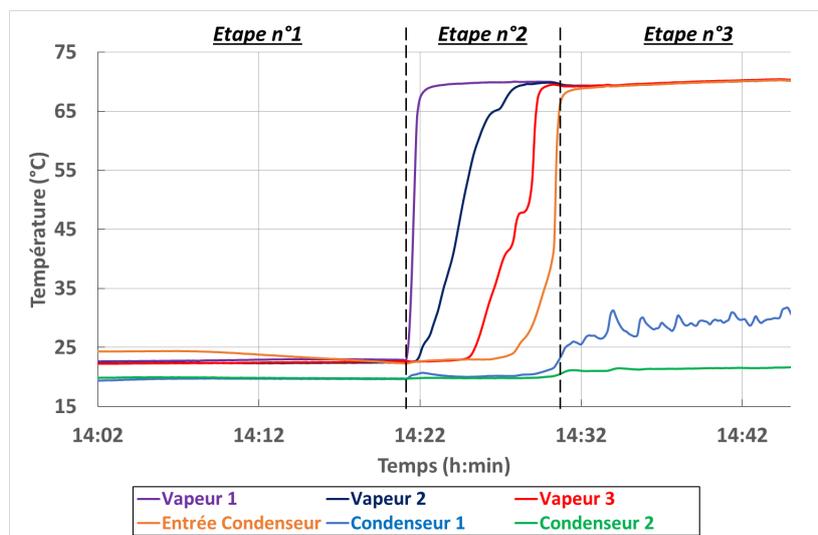
Après une surchauffe suffisante (de 6°C d'après la figure VII.2) pour démarrer la nucléation au sein du milieu confiné de l'évaporateur, la deuxième étape commence par la création de la première bulle de vapeur. Celle-ci s'accompagne d'une chute de température sur l'ensemble de la culasse de l'évaporateur à une température uniforme gouvernée par l'état de saturation nouvellement atteint.



(a) Evaporateur

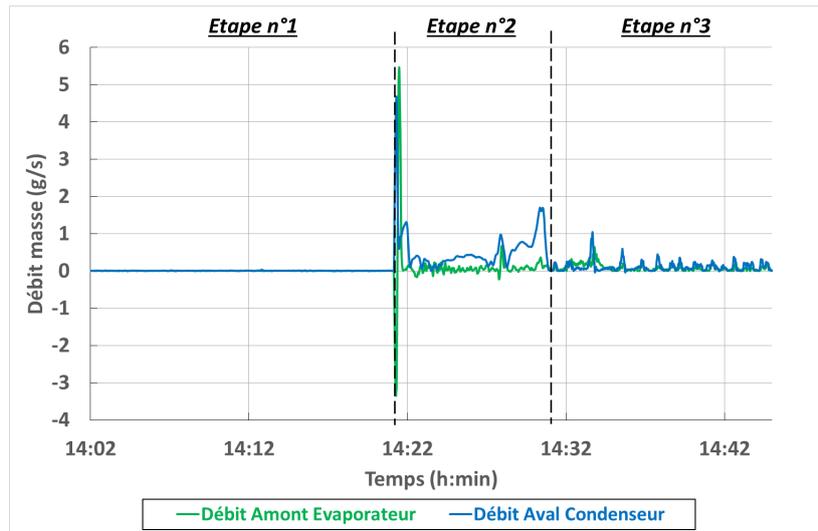


(b) Réservoir et conduite liquide

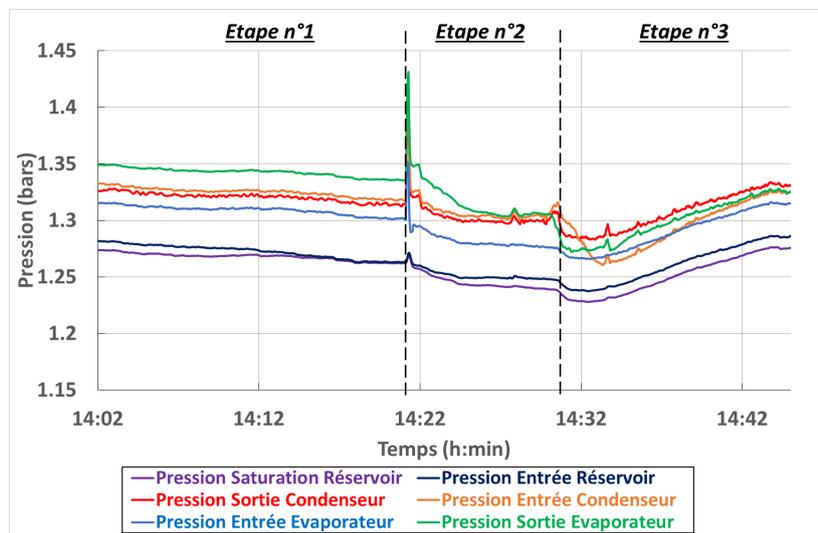


(c) Conduite vapeur et condenseur

Figure VII.2 – Evolutions des températures lors d'un démarrage « normal » (évaporateur n°2, $T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)



(a) Débits masse



(b) Pressions

Figure VII.3 – Evolutions des variables hydrauliques lors d'un démarrage « normal » (évaporateur n°2, $T_{ref} = 70^\circ C$, $T_{II} = 20^\circ C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)

Le début de la vaporisation, marqué par un important pic de pression, entraîne une très forte poussée de liquide de part et d'autre de l'évaporateur, observable par l'intermédiaire des pics de débits masse. Ainsi, du liquide froid venant du condenseur vient refroidir brutalement la ligne liquide et l'entrée du réservoir. En amont de l'évaporateur, du liquide chaud est d'abord amené vers l'entrée de celui-ci. Cependant, aucun phénomène de percolation n'est observée (pas de remontée de bulles de vapeur). Ainsi, l'afflux de liquide du réservoir vers l'évaporateur, aidé par la gravité, permet de retrouver très vite un débit positif à l'entrée de l'évaporateur.

Le pompage capillaire est dès lors mis en route. Le volume de vapeur, continuellement créée au niveau de l'interface de vaporisation, s'étend alors au sein de la conduite vapeur. Cependant, cette progression s'accompagne de fortes turbulences hydrauliques du fait de l'instabilité de l'interface de condensation au sein de la ligne, étant donnée la différence de températures entre la vapeur surchauffée aux environs de $70^\circ C$ et les tubes initialement

à température ambiante.

La partie haute de réservoir joue son rôle de « volume tampon » et voit sa température de référence diminuer légèrement (environ de $0,5^{\circ}\text{C}$), le liquide supplémentaire qui vient du condenseur étant froid.

Etape n°3 :

La dernière étape du démarrage correspond à l'entrée de la vapeur au sein du condenseur. Celle-ci est marquée par un très léger pic de pression aux bornes du condenseur et amène le débit masse de liquide froid proche de sa valeur nominale. Ce dernier se stabilise complètement une fois le régime permanent atteint. La température de référence au réservoir subit une baisse supplémentaire plus marquée que précédemment impliquant des oscillations à basse fréquence sur les pressions de toute la boucle.

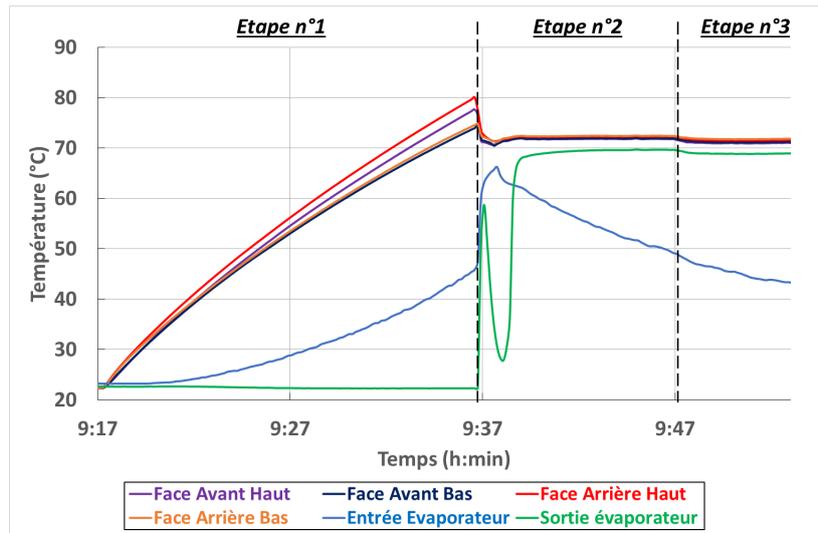
1.1.2 Comportement particulier à l'étape n°2 du démarrage

Il apparaît donc que l'instant le plus violent et instable lors d'un démarrage est le début de l'étape n°2, à savoir lors de la création de la première bulle vapeur au sein de l'évaporateur. Si ce passage se déroule convenablement, le fluide circule dans le sens privilégié et la boucle « démarre » tel que cela a été exposé précédemment. Cependant, comme on l'a évoqué au chapitre I, le déclenchement de l'ébullition peut conduire à un phénomène de percolation de la mèche poreuse lors de l'expansion de la phase vapeur. Néanmoins, celui-ci n'est pas irrémédiablement synonyme d'un désamorçage du système, comme on va le voir maintenant avec l'essai illustré par les graphes des figures VII.4 et VII.5. Celui-ci s'effectue *a priori* dans les mêmes conditions que l'essai précédent ($T_{ref} = 70^{\circ}\text{C}$, $T_{II} = 20^{\circ}\text{C}$ et $\dot{Q}_{evap} = 200\text{ W}$).

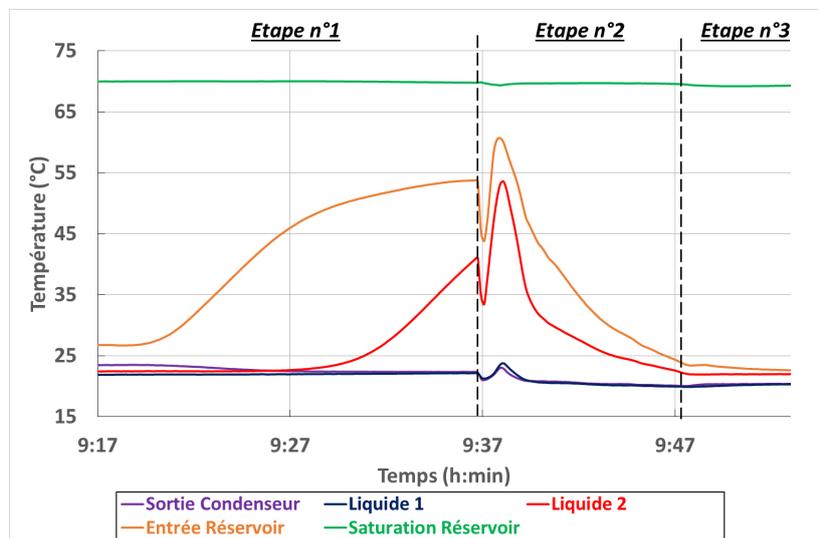
Alors que l'étape n°1 et les tout premiers instants de l'étape n°2 sont identiques à un démarrage classique, les débits en amont d'évaporateur et au niveau de la ligne liquide deviennent négatifs pendant une minute environ : l'écoulement se fait donc en sens inverse de la direction souhaitée. Grâce à la mesure de masse volumique en entrée d'évaporateur, on constate que des bulles remontent par gravité vers le réservoir : il y a eu percolation de la mèche poreuse. Dès lors, l'expansion de la vapeur en sortie d'évaporateur et la poussée de liquide froid vers le réservoir, amorcées lors du déclenchement de l'ébullition, sont stoppées nettes. Du fait de l'inversion du sens de l'écoulement, la conduite vapeur est alors refroidie par le retour de liquide froid et la conduite liquide voit ses températures augmenter par l'approvisionnement du réservoir en liquide chaud.

Cependant, grâce à la gravité, l'alimentation en liquide de la mèche poreuse n'est pas arrêtée et permet un remouillage progressif au niveau des zones de percolation de la mèche poreuse. La création de bulles de vapeur en amont d'évaporateur est alors endiguée et le système reprend le bon déroulement du démarrage.

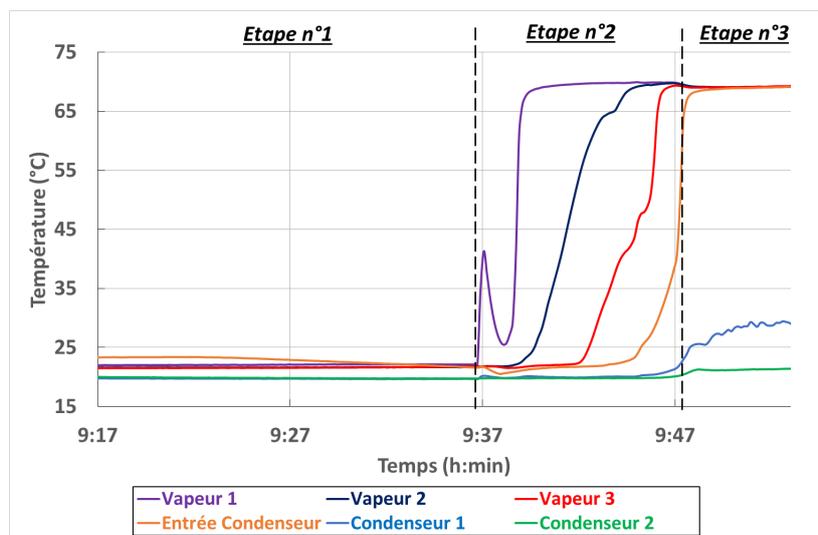
Alors que les conditions aux limites sont les mêmes que pour l'essai précédent, une percolation au sein de la mèche poreuse est donc survenue. Cet écart entre les deux essais présentés est nécessairement due à une gestion différente de l'expansion de la phase vapeur dans le poreux. Celle-ci dépend directement de conditions thermohydrauliques locales, qui s'avèrent ne pas être tout à fait identiques d'un essai à l'autre, malgré une température de référence inchangée. Cette différence de paramètres locaux expliquerait également que



(a) Evaporateur

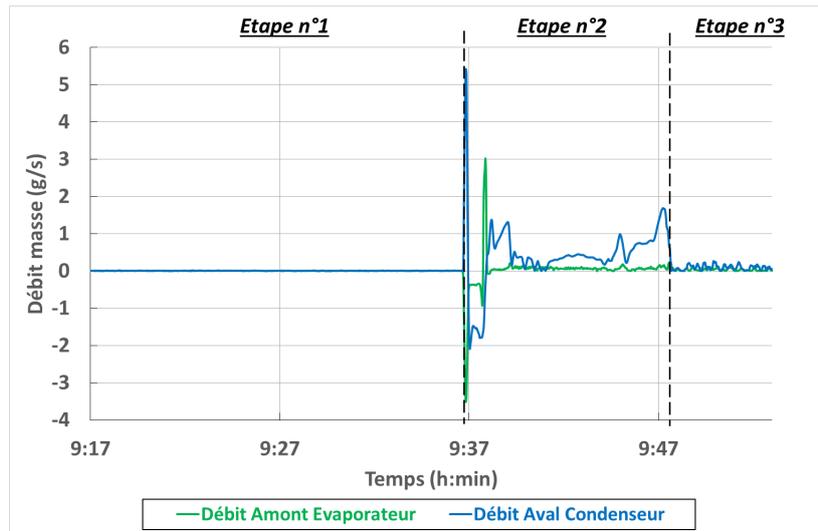


(b) Réservoir et conduite liquide

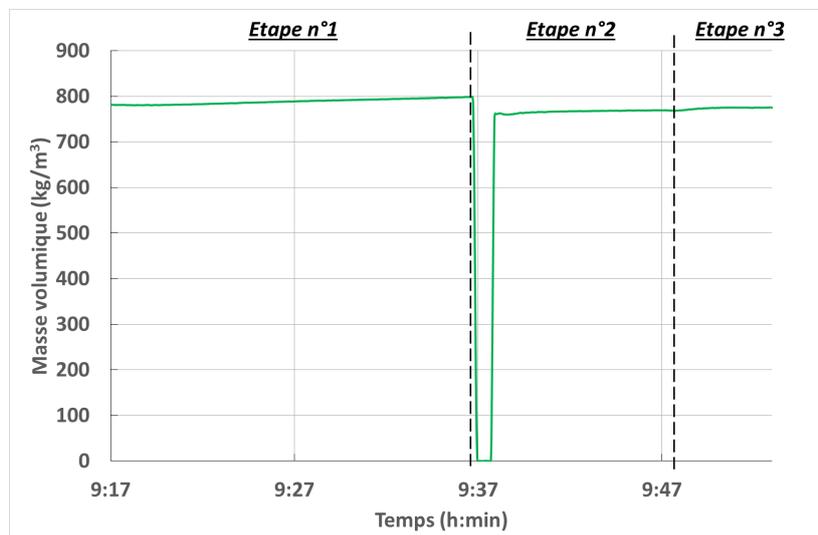


(c) Conduite vapeur et condenseur

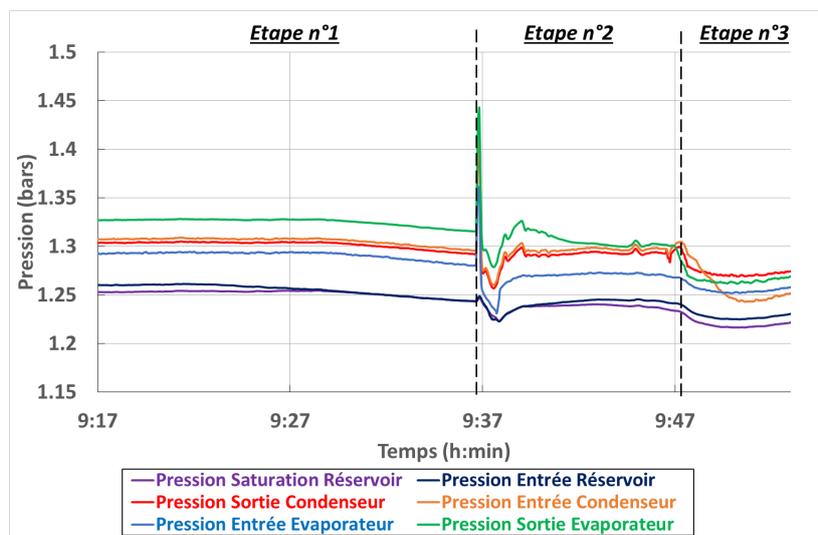
Figure VII.4 – Evolutions des températures lors d'un démarrage particulier à l'étape n°2 (évaporateur n°2, $T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)



(a) Débits masse



(b) Masse volumique en entrée d'évaporateur



(c) Pressions

Figure VII.5 – Evolutions des variables hydrauliques lors d'un démarrage particulier à l'étape n°2 (évaporateur n°2, $T_{ref} = 70^\circ C$, $T_{II} = 20^\circ C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)

la surchauffe nécessaire à la création de vapeur soit légèrement plus importante dans le second essai.

En outre, grâce aux campagnes d'essais menées sur le banc CERBERE, il apparaît que la température de référence au réservoir, et donc la température de déclenchement de l'ébullition, joue un rôle direct sur ce phénomène de percolation. En effet, les démarrages à plus grandes températures s'avèrent être beaucoup plus stables. Ainsi, un désamorçage du système a été fréquemment obtenu lors du démarrage pour une température de référence de 60°C , alors qu'aucune percolation de la mèche poreuse n'a été décelée pour une température de consigne de 80°C . Cela peut s'expliquer par le rapport entre les masses volumiques de vapeur saturante à ces deux températures. En effet, pour le méthanol, $\rho_{v,sat}$ est de $0,98\text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ à 60°C , alors qu'elle est deux fois plus importante ($1,98\text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$) à 80°C . Ainsi, le volume de vapeur créée lors de l'amorçage de l'ébullition est nécessairement plus grand à 60°C qu'à 80°C . La percolation de la mèche poreuse s'en trouve d'autant plus favorisée.

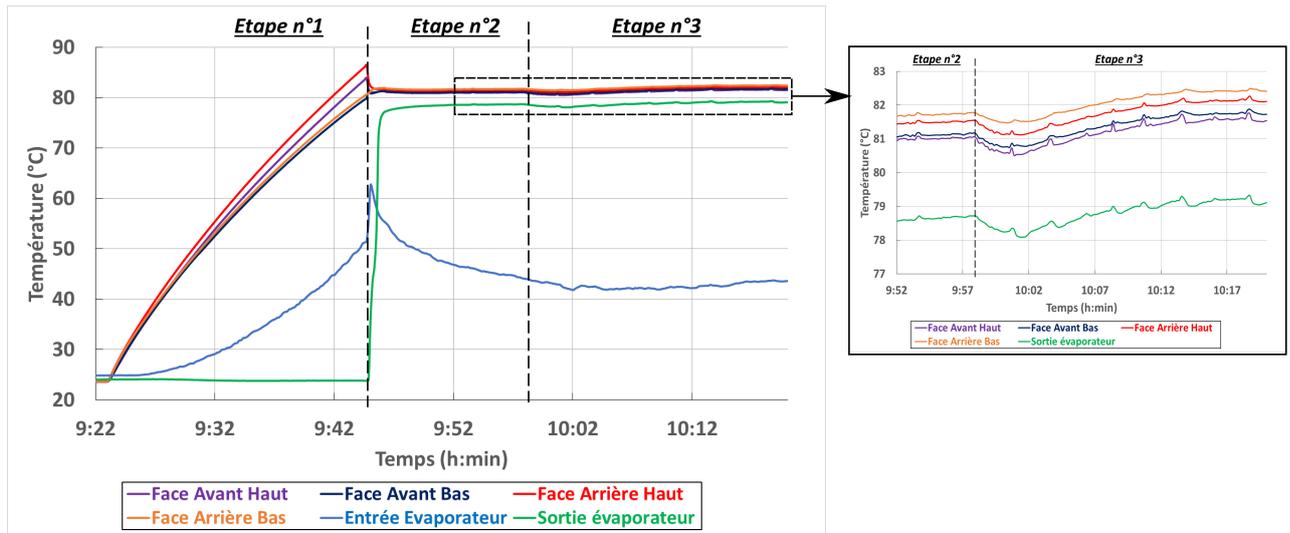
La percolation est en outre avantagée lors d'un démarrage « à chaud », après fonctionnement et arrêt du système (ce qui n'est pas le cas de l'essai présenté). En effet, un désamorçage est le plus souvent survenu lorsque l'évaporateur n'est pas suffisamment refroidi avant le redémarrage. Cela tend à prouver que la mèche poreuse contient des amas de vapeur, qui ne disparaissent pas instantanément par condensation.

La position relative du réservoir et de l'évaporateur assure l'apport en liquide de la mèche poreuse par gravité, malgré le phénomène de percolation. Cependant, même si dans l'essai présenté cela permet l'arrêt de création de vapeur en amont du poreux, l'empêchement d'un désamorçage n'est pas garanti à tous les démarrages. Pour améliorer le remouillage et l'amorçage de la boucle, un clapet anti-retour peut être ajouté en entrée d'évaporateur. Ce système, déjà utilisé par la société EHP, interdit aux bulles de vapeur de remonter vers le réservoir et permet leur recondensation [DOB12].

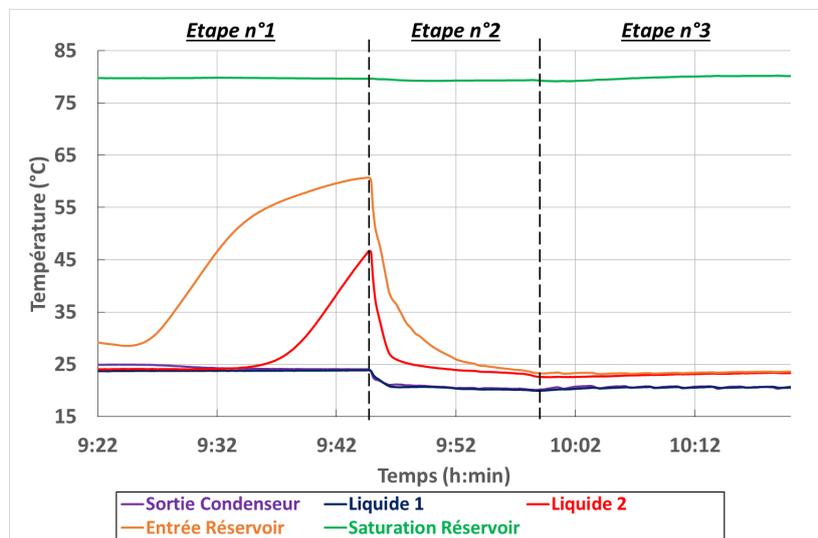
1.1.3 Comportement particulier à l'étape n°3 du démarrage

Pour finir l'étude expérimentale du démarrage d'un seul évaporateur, on s'intéresse ici à un comportement particulier propre à la boucle CERBERE. Celui-ci est visualisé pour des températures de référence au réservoir et de source froide au condenseur, respectivement, de 80°C et de 20°C . La puissance de démarrage est toujours égale à 200 W . On s'appuie pour l'analyse de l'essai sur les graphes des figures VII.6 et VII.7.

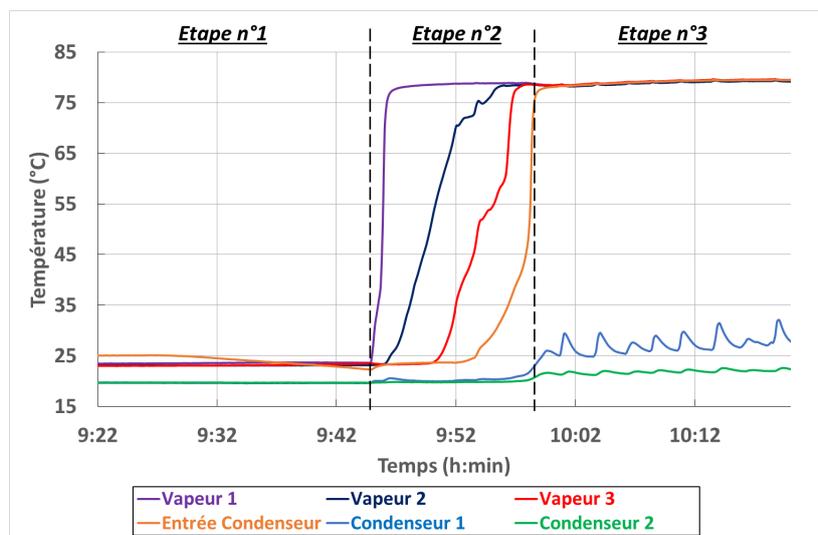
Alors que les deux premières étapes du démarrage se passent correctement, des instabilités hydrauliques apparaissent lors de l'étape n°3. Ainsi, on observe des pics de débit intermittents en sortie de condenseur, mais également en entrée d'évaporateur avec une plus faible amplitude. Ces fluctuations se répercutent sur les pertes de charge et donc sur l'évolution des pressions, notamment au condenseur et à la sortie de l'évaporateur. Les températures de la boucle semblent cependant peu affectées, étant donné que ces variations sont de faibles amplitudes et à haute fréquence, comme le montre plus clairement le zoom de la figure VII.6a. On constate néanmoins de grandes fluctuations thermiques à l'entrée du condenseur. L'instabilité du front de condensation semble en effet être responsable de ce comportement particulier. La température de saturation ayant été augmentée par rapport au démarrage de référence, la position de ce front se situe entre la fin de la ligne vapeur et le début du condenseur. La différence de nature des échanges thermiques



(a) Evaporateur

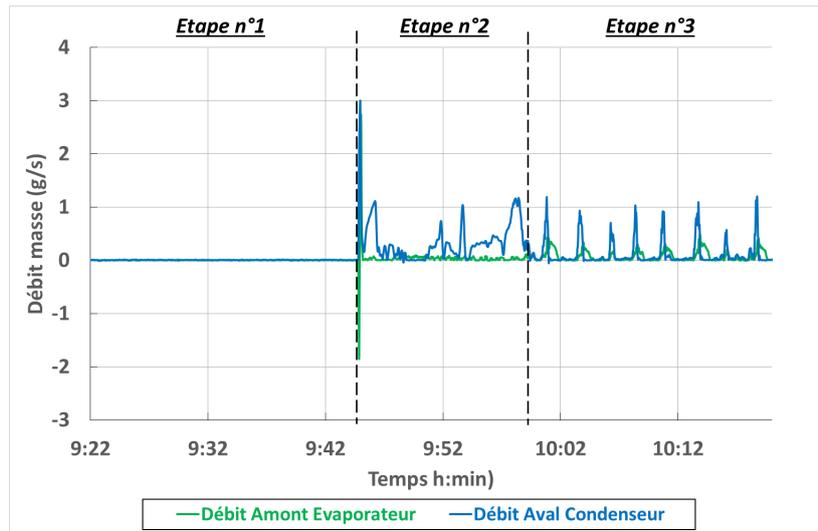


(b) Réservoir et conduite liquide

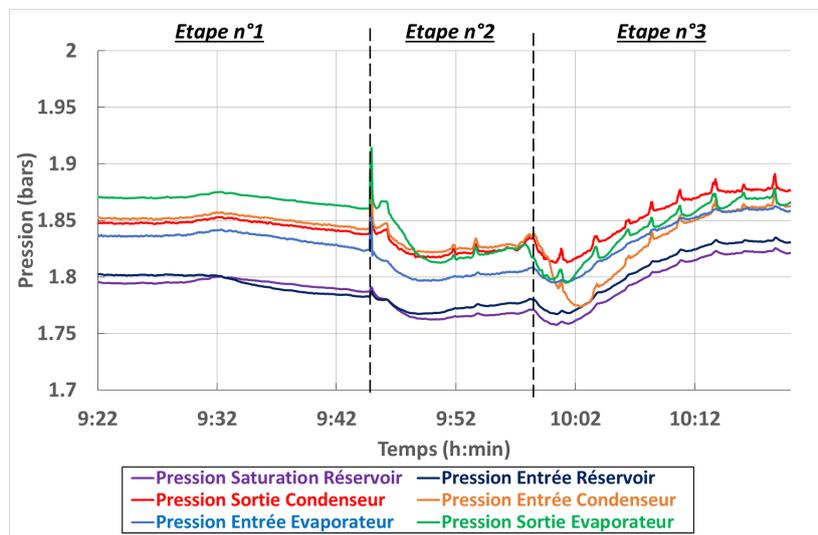


(c) Conduite vapeur et condenseur

Figure VII.6 – Evolutions des températures lors d'un démarrage particulier à l'étape n°3 (évaporateur n°2, $T_{ref} = 80^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)



(a) Débits masse



(b) Pressions

Figure VII.7 – Evolutions des variables hydrauliques lors d'un démarrage particulier à l'étape n°3 (évaporateur n°2, $T_{ref} = 80^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)

avec l'environnement entre ces deux zones (échanges par convection naturelle au niveau de la ligne vapeur et refroidissement intense au condenseur) amène à une forte instabilité de la vapeur au niveau de l'entrée du condenseur. Ainsi, périodiquement, de la vapeur entre dans le condenseur et « pousse » brusquement du liquide froid vers le réservoir, avant d'être condensée. Les variations de pressions engendrées impliquent de fortes fluctuations à l'évaporateur. Ainsi, on peut penser que le front de vaporisation est très dynamique au sein de la mèche poreuse et permet de contrer, quasi-instantanément, les instabilités du débit de liquide en entrée d'évaporateur pour assurer un débit de vaporisation régulier.

Ce phénomène singulier dépend directement des températures de référence, de source froide et de l'ambiance, mais également de la longueur de la ligne vapeur, puisqu'elle correspond au cas où le front de condensation se situe à la jonction ligne vapeur/condenseur. Pour empêcher la présence de ces instabilités hydrauliques, il suffit de baisser ou d'augmenter la puissance imposée à l'évaporateur, afin que la fin de la condensation se situe

dans l'une ou l'autre des conduites.

1.2 Analyse numérique

La modélisation développée s'est avérée efficace pour prédire le comportement de la boucle CERBERE avec un ou plusieurs évaporateurs en fonctionnement nominal (cf. chapitres IV et VI). Malheureusement, compte tenu des phénomènes locaux complexes qui surviennent lors des phases de démarrage, les modèles d'évaporateur et de condenseur semblent très limités pour traiter cette étape de mise en route du système. Cependant, l'un des principaux avantages de la méthodologie employée est qu'elle permet de traiter un écoulement aussi bien vapeur, liquide ou diphasique dans l'ensemble des conduites de la boucle. En particulier, un écoulement liquide ou diphasique au sein de la ligne vapeur¹ peut être directement modélisé.

On peut dès lors envisager de traiter numériquement le démarrage du système à partir de l'étape n°2, lorsque la vapeur vient de se créer au sein de l'évaporateur, sans modifier le modèle décrit au chapitre III. Alors que les échanges thermiques au sein du fluide sont régis uniquement par des phénomènes de diffusion à l'état initial de la simulation, on amorce la génération de débit de vaporisation, synonyme de mise en action du pompage capillaire. On s'intéresse alors à l'avancée du front de condensation et à ses répercussions sur la dynamique du système.

1.2.1 Présentation des résultats numériques obtenus

On propose d'étudier ici les résultats d'une simulation pour un démarrage à 200 W et pour des températures de référence et de source froide, respectivement, de 70°C et 20°C. Pour effectuer cette analyse, on s'appuie sur les figures VII.8 à VII.11, représentant l'évolution temporelle des paramètres thermohydrauliques (températures, fractions massiques de vapeur, débits, pressions) du fluide, évalués le long de la boucle.

L'avancée du front de condensation semble s'effectuer à vitesse constante au sein de la conduite vapeur, d'après les figures VII.8 et VII.9. En effet, l'augmentation de la fraction de vapeur au sein de la ligne, et donc le passage à la température de saturation, s'opère de manière continue jusqu'à un temps de 230 s environ, avant l'atteinte du condenseur. On observe que l'écoulement est déjà accompagné d'une condensation de la vapeur le long de la conduite (fractions massiques de vapeur inférieures à 1).

Par comparaison avec les résultats expérimentaux (figure VII.2), il apparaît que la vitesse de propagation de la vapeur dans les conduites est numériquement surestimée, d'un facteur 2 environ. Il semble donc que cet écoulement est beaucoup plus perturbé que la modélisation ne le prévoit. Cette différence pourrait être due à la gestion des phénomènes de condensation générés au sein de la conduite vapeur. En effet, contrairement au condenseur horizontal, un ruissellement du liquide formé par condensation de la vapeur sur les parois internes des tubes pourrait avoir lieu au niveau des dénivelés en sortie d'évaporateur et en entrée de condenseur. Par la théorie de Nusselt [Pan06], on peut estimer une épaisseur de film liquide de l'ordre de 1 mm, ce qui n'est pas négligeable, sachant que la conduite vapeur possède un rayon interne de 6 mm. Le modèle de fluide homogène ne serait donc pas approprié pour prendre en compte les instabilités d'écoulement résultant de ce ruissellement de liquide par gravité.

1. Une légère condensation a d'ailleurs été mise en évidence au sein de cette conduite vapeur en fonctionnement nominal, aux chapitres IV et V

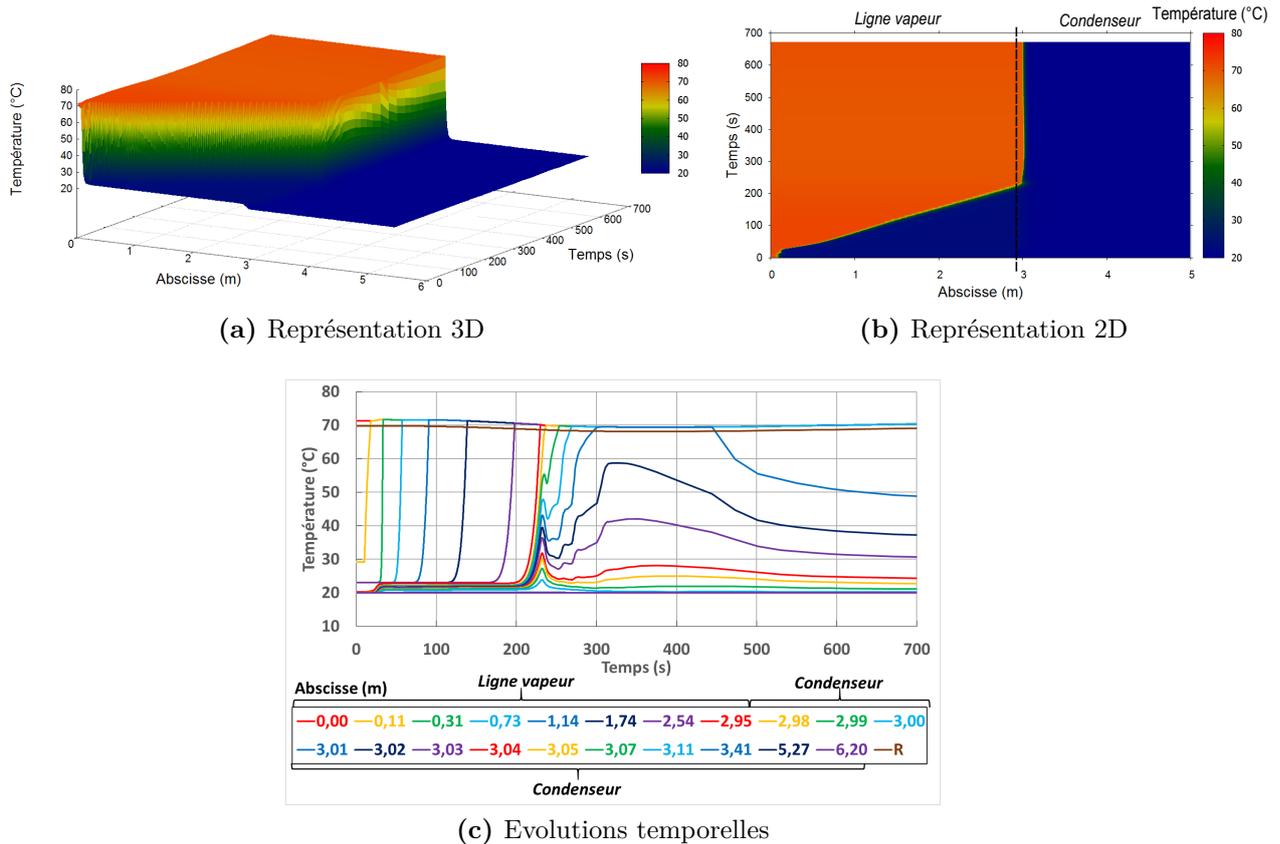


Figure VII.8 – Evolutions des températures du fluide lors d'un démarrage (résultats numériques, $T_{ref} = 70^\circ C$, $T_{II} = 20^\circ C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)

L'évolution du débit évalué en sortie de condenseur (figure VII.10) apparait ainsi beaucoup plus stable que celle mesurée sur le banc CERBERE (figure VII.3). En revanche, la modélisation prévoit bien un fort overshoot de débit en phase liquide, vingt fois plus important que le débit masse nominal. Celui-ci est de l'ordre de grandeur des dépassements du débit mesuré. Cet overshoot entraîne immédiatement un pic de pression dû à l'augmentation des pertes de charge en phase liquide (figure VII.11). La figure VII.10, corrélée aux évolutions de la fraction massique de vapeur (figure VII.9), montre que la présence de vapeur permet de ramener le débit local à la valeur nominale, grâce à la compressibilité de cette phase. L'avancée de cette vapeur permet en outre une convergence des pressions à la pression de saturation au sein du fluide de la ligne vapeur, puis en début de condenseur.

L'arrivée de vapeur au condenseur provoque immédiatement le retour à l'équilibre du débit de liquide sous-refroidi, ce qui diminue brutalement les pertes de charge dans la boucle. A cause de l'avancée du front de condensation et de l'overshoot de débit, une importante quantité de liquide froid a été assimilé par le réservoir. La dynamique s'en trouve alors perturbée avec des oscillations à basse fréquence de l'ensemble des pressions, déjà mises en avant lors de l'analyse expérimentale. Ces variations amènent à une récession progressive du front de condensation vers l'état d'équilibre en début de condenseur, après la brusque entrée de vapeur. La position finale de ce front se situe alors dans les premiers centimètres du condenseur, ce qui correspond bien aux mesures expérimentales.

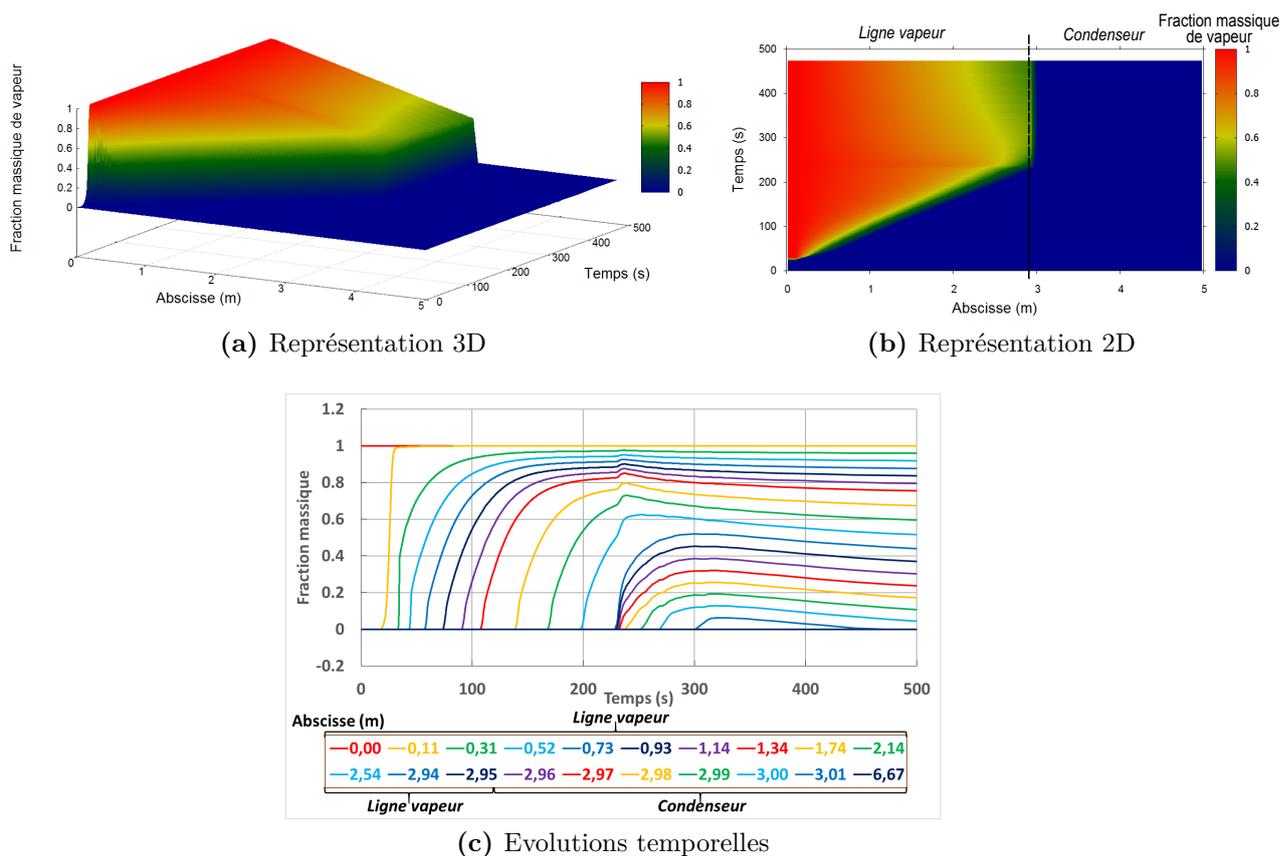


Figure VII.9 – Evolutions des fractions massiques de vapeur lors d'un démarrage (résultats numériques, $T_{ref} = 70^\circ C$, $T_{II} = 20^\circ C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)

1.2.2 Conclusion sur la validité du modèle

Malgré un temps d'avancée de la vapeur minoré par les résultats numériques comparativement aux mesures expérimentales, venant probablement d'un modèle de fluide homogène inadéquat pour simuler des phénomènes complexes de condensation sous gravité, la méthodologie employée s'avère retranscrire convenablement le comportement thermo-hydraulique général de la boucle lors du démarrage, à partir de la création de la première bulle vapeur au sein de l'évaporateur. L'étude de cette phase de mise en route a cependant nécessité une discrétisation beaucoup plus fine de la conduite vapeur, par rapport à l'utilisation du modèle pour traiter le fonctionnement nominal², afin de connaître précisément la position du front de condensation à chaque instant. Le temps de calcul reste cependant relativement raisonnable³, compte tenu de la complexité des phénomènes transitoires à modéliser.

Dans l'optique d'une description de la totalité de la phase de démarrage, c'est-à-dire avec la simulation de l'étape n°1, la modélisation précise de l'évaporateur semble indispensable. En effet, les phénomènes de nucléation au sein du milieu poreux sont directement responsables du comportement de la boucle aux premiers instants (surchauffe en milieu

2. En effet, les résultats du modèle de boucle en fonctionnement nominal ont abouti avec une dizaine de nœuds pour la conduite vapeur, alors que 500 nœuds ont été nécessaires pour avoir une convergence des calculs lors de la simulation du démarrage

3. Entre 1 à 2 heures avec un ordinateur « usuel »

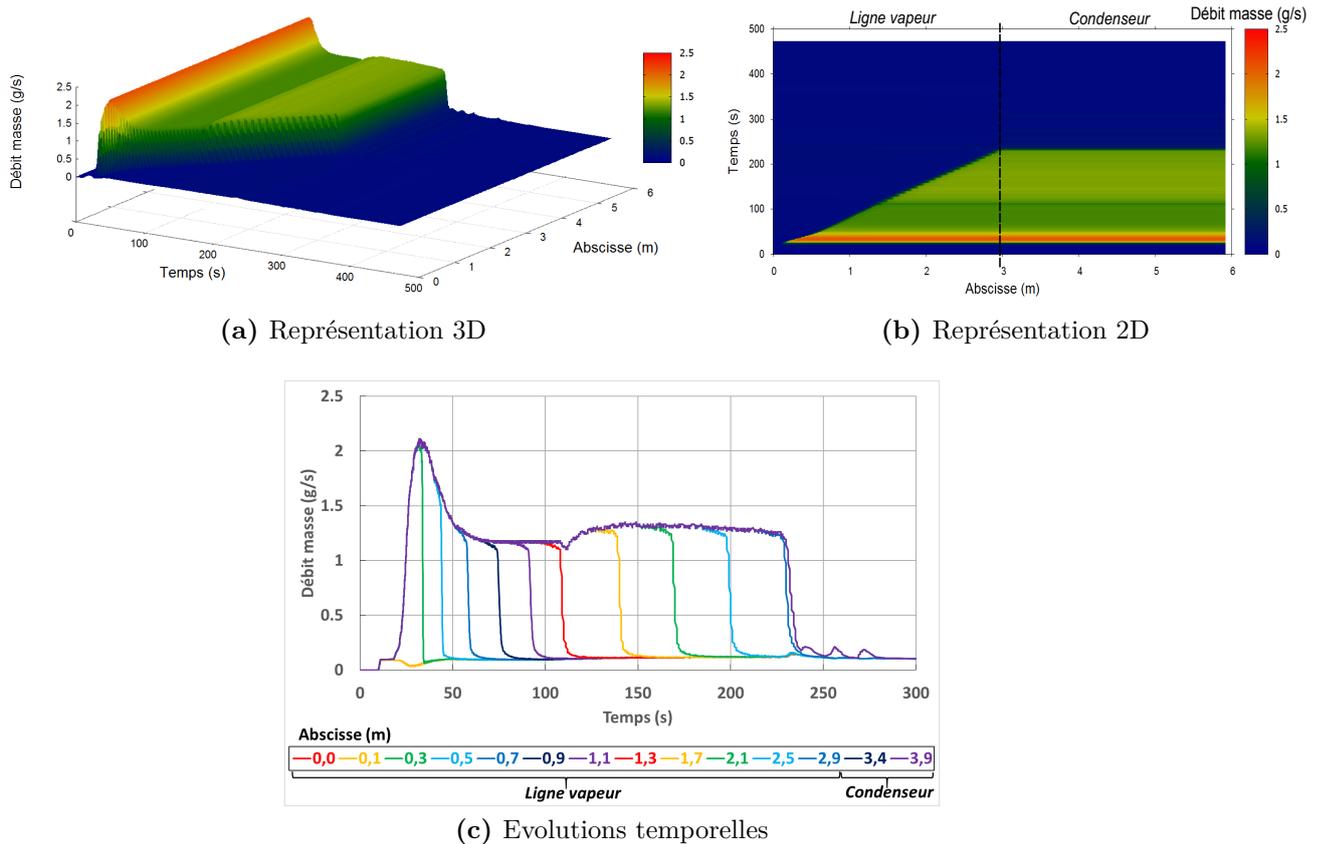


Figure VII.10 – Evolutions des débits masse lors d'un démarrage (résultats numériques, $T_{ref} = 70^\circ C$, $T_{II} = 20^\circ C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)

confiné, débit inverse en amont d'évaporateur, *etc*) et conditionnent la suite du démarrage.

2 Démarrage de plusieurs évaporateurs

On s'intéresse finalement à l'étude du démarrage du banc CERBERE avec plusieurs évaporateurs. Compte tenu des quelques limitations de la modélisation, ainsi que du solveur utilisé⁴, cette analyse est uniquement expérimentale. En outre, dans un souci de clarté et de simplification, on ne s'intéresse qu'au démarrage de deux évaporateurs.

Deux possibilités de mise en route du système sont décrites. La première consiste à chauffer et donc démarrer les deux évaporateurs au même instant. La seconde alternative est d'effectuer un démarrage séparé des évaporateurs, en utilisant les vannes implantées sur la conduite vapeur par souci de sécurité (cf. § 2.2).

2.1 Démarrage simultané

Un premier et même échelon de puissance de $200 W$ par évaporateur est appliqué au même instant sur les évaporateurs n°2 et n°3. Les températures de réservoir et de source froide au condenseur sont imposées, respectivement, à $80^\circ C$ et $20^\circ C$. Comme pour les analyses expérimentales précédentes, on s'appuie pour cette étude sur une série de graphes

4. La version utilisée du solveur ESACAPTM est en effet limitée en nombre de variables, et donc en finesse de discrétisation

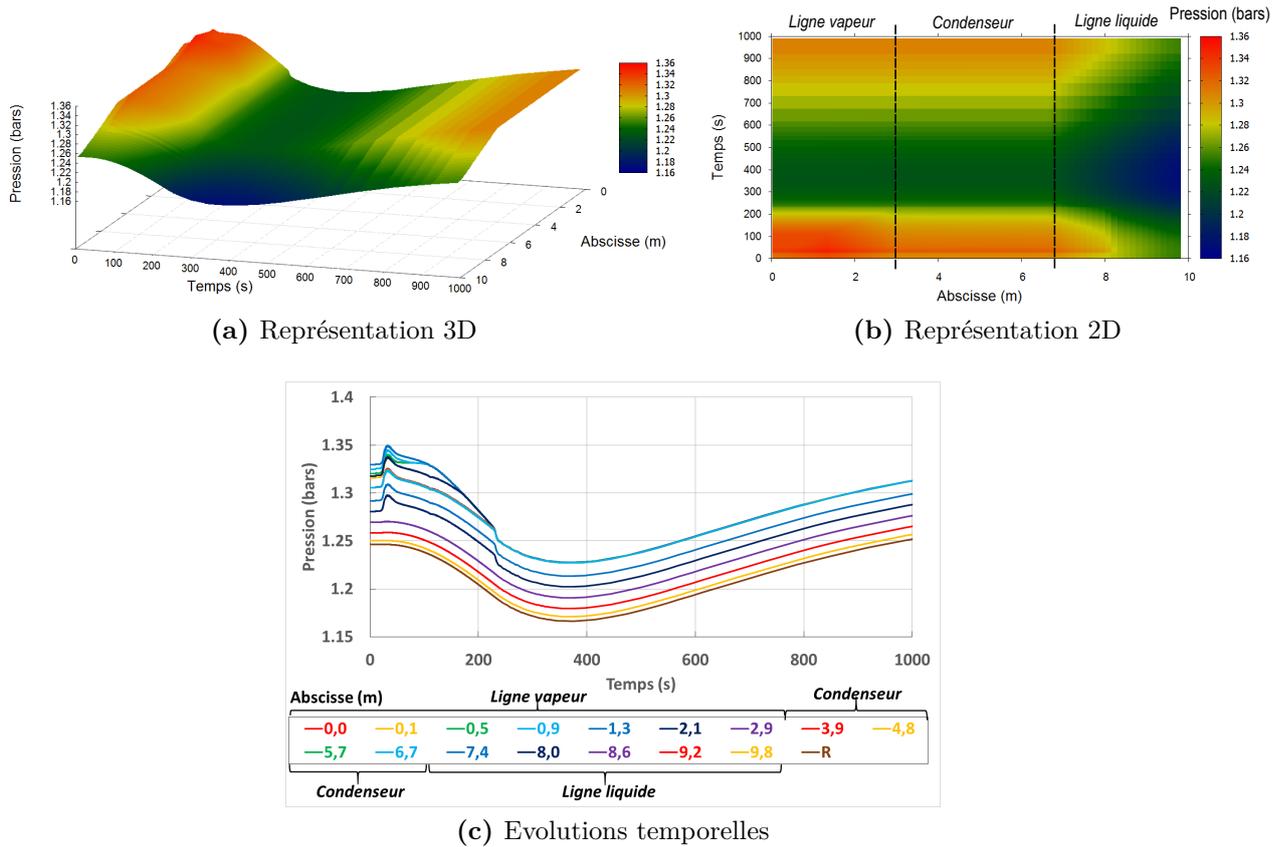


Figure VII.11 – Evolutions des pressions lors d'un démarrage (résultats numériques, $T_{ref} = 70^\circ C$, $T_{II} = 20^\circ C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)

présentant l'évolution des températures (figure VII.12) et des variables hydrauliques (figure VII.13) le long de la boucle. Dans ce premier cas de démarrage simultané, celui-ci peut être décrit suivant les étapes introduites pour la mise en route du système avec un seul évaporateur.

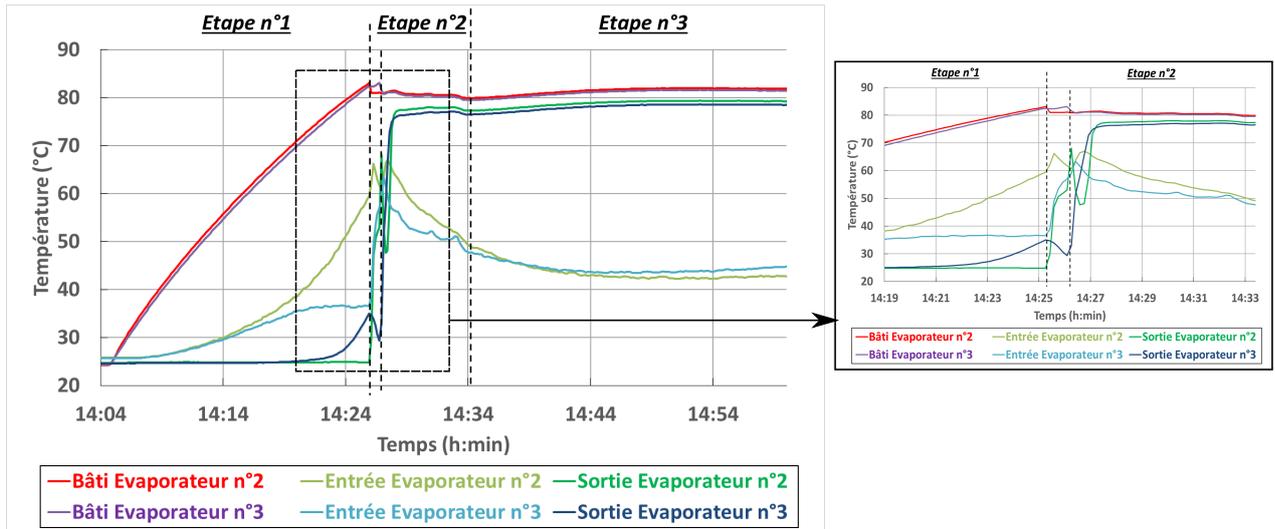
Etape n°1 :

De la même manière que pour le cas mono-évaporateur, la première phase du démarrage correspond à la montée en températures des deux évaporateurs. Cette première étape s'accompagne, comme précédemment, d'un comportement de type thermosiphon monophasique, avec des débits inverses en amont des évaporateurs et donc un réchauffement en entrée de réservoir et en fin de ligne liquide. Une baisse des pressions est également observable pour les mêmes raisons.

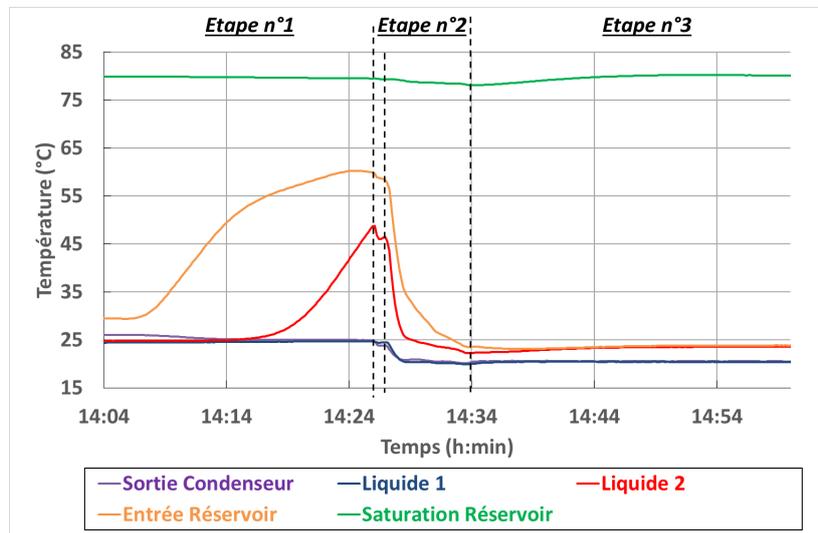
Cependant, le moteur du thermosiphon monophasique semble être privilégié à l'évaporateur n°2. La valeur du débit inverse en amont de celui-ci devient en effet plus importante et son comportement acquiert un caractère prépondérant devant celui de l'évaporateur n°3. Ce dernier voit ainsi sa dynamique stoppée (débit nul en amont de l'évaporateur), ce qui explique la stagnation de la température en entrée et la hausse de température en sortie.

Etape n°2 :

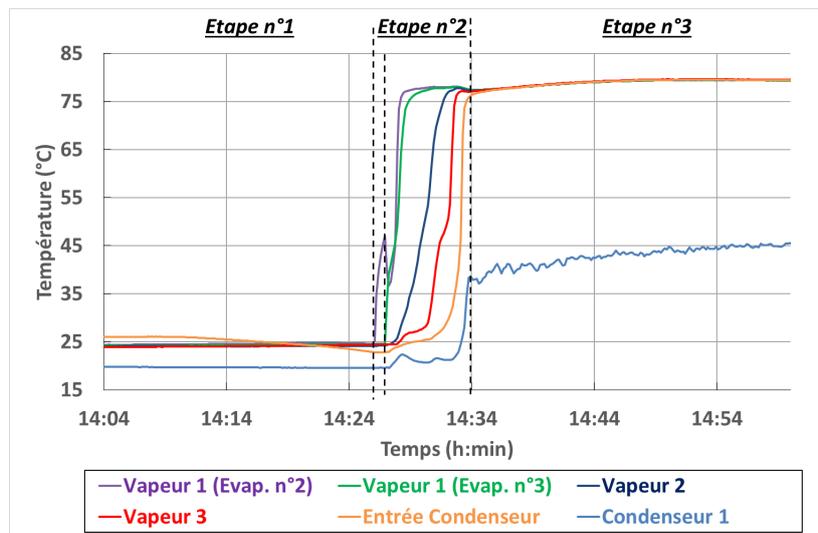
Il apparaît que le déclenchement de l'ébullition ne s'effectue pas tout à fait au même moment pour les deux évaporateurs. Celui-ci dépend, comme on l'a vu, des conditions



(a) Evaporateurs

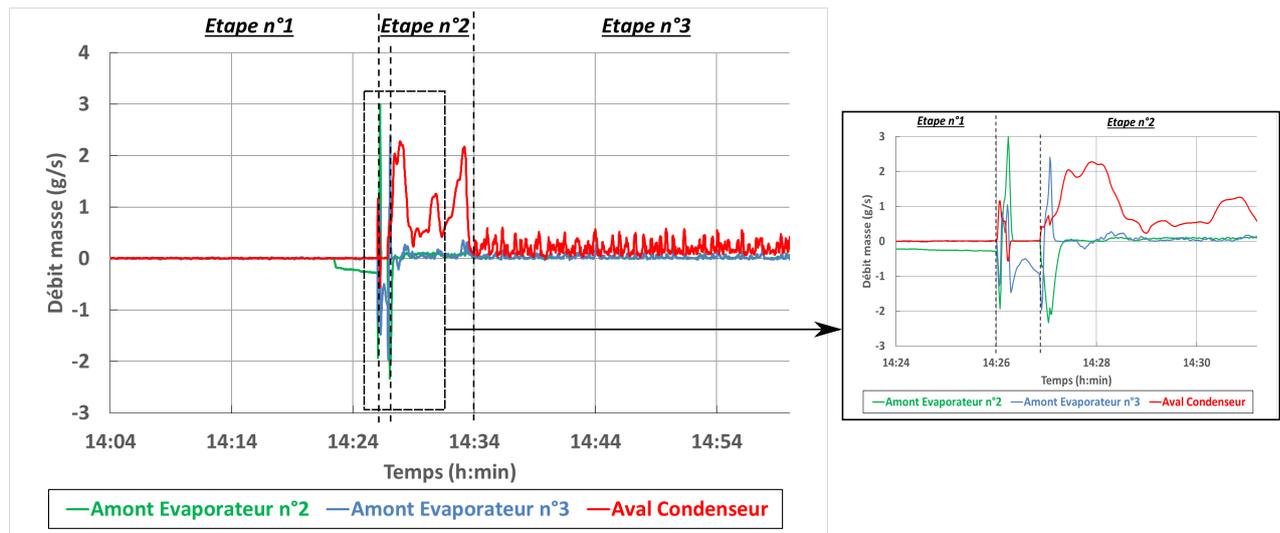


(b) Réservoir et conduite liquide

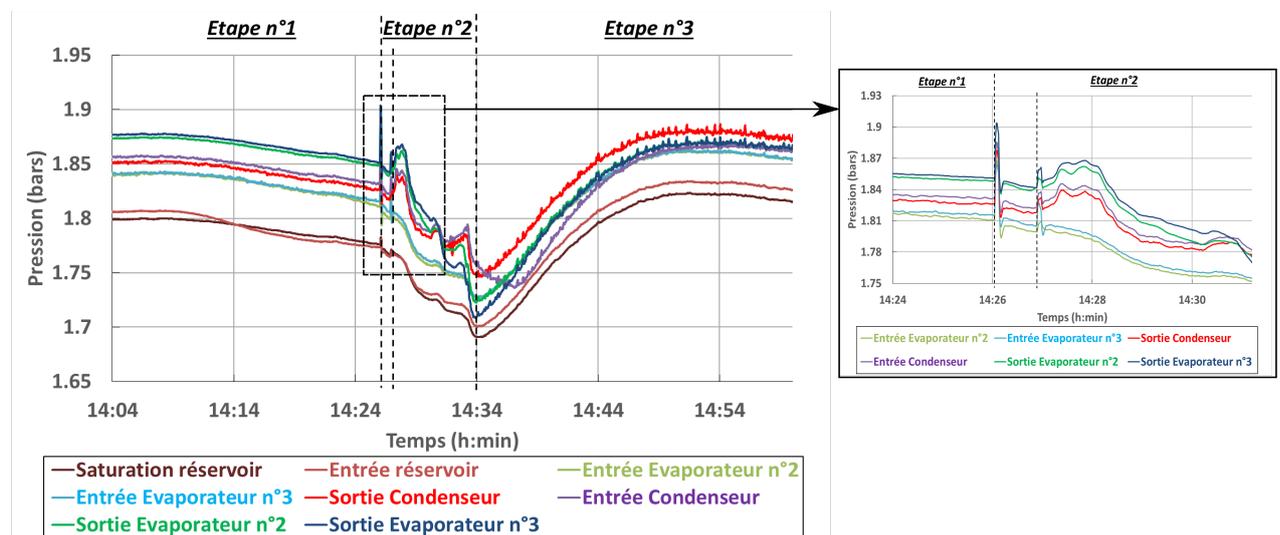


(c) Conduite vapeur et condenseur

Figure VII.12 – Evolutions des températures lors d'un démarrage simultané de deux évaporateurs ($T_{ref} = 80^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)



(a) Débits masse



(b) Pressions

Figure VII.13 – Evolutions des variables hydrauliques lors d'un démarrage simultané de deux évaporateurs ($T_{ref} = 80^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)

thermohydrauliques internes, mais peut-être également des différences matérielles (contact bâti/mèche, structure intime du poreux, *etc*) intrinsèques à chaque évaporateur. Il s'ensuit des perturbations lors de l'étape n°2.

La création de vapeur démarre tout d'abord au sein de l'évaporateur n°2. Du liquide est alors « poussé » de part et d'autre de l'évaporateur (pic positif de débit en aval du condenseur et pic de débit négatif en amont d'évaporateur). Le front de condensation commence à avancer au sein de la conduite vapeur en sortie de cet évaporateur (augmentation de la température en sortie de l'évaporateur n°2). Le pic de pression engendré par le démarrage de l'évaporateur n°2 se répercute directement au sein du liquide de l'évaporateur n°3. Le débit de celui-ci devient transitoirement négatif, ce qui amène à un réchauffement de l'entrée et un refroidissement de la sortie de l'évaporateur. Très vite, l'écoulement en entrée d'évaporateur n°2 reprend le sens privilégié (débit positif) grâce à l'afflux de liquide froid venant du condenseur. Par équilibre des pressions, le débit en amont de l'évaporateur n°3

devient positif avant de s'inverser de nouveau. L'effet thermosiphon monophasique devient alors prépondérant dans la dynamique de la boucle.

Le démarrage de ce second évaporateur survient alors et implique, comme précédemment, une poussée du liquide en entrée (débit négatif) et en sortie (overshoot de débit positif en aval du condenseur) de cet évaporateur. A cause du fort lien hydraulique, le pic de pression engendré par cette nouvelle création de vapeur est supporté au niveau des deux évaporateurs. Ce pic entraîne une inversion de débit en amont de l'évaporateur n°2. Alors que l'écoulement reprend le sens privilégié au niveau de l'évaporateur n°3 (débit positif), le débit de la branche de l'évaporateur n°2 reste négatif. L'alimentation en liquide de la mèche poreuse de l'évaporateur n°3 est donc assurée, dans un premier temps, par le liquide en amont de l'évaporateur n°2. Cela explique l'augmentation de la température en entrée et la diminution de température en sortie de cet évaporateur aux premiers instants qui suivent le démarrage du second évaporateur. L'écoulement venant du condenseur amène, dans un second temps, une alimentation suffisante en liquide froid pour que le fluide circule dans le sens privilégié dans l'ensemble de la boucle.

La vaporisation étant correctement amorcée au sein des deux évaporateurs, la fin de l'étape n°2 est similaire au cas mono-évaporateur. La convergence des deux fronts de condensation au niveau de la jonction sur la ligne vapeur semble néanmoins impliquer de plus fortes perturbations hydrauliques (pics de débit en sortie de condenseur de plus grande amplitude). En outre, l'avancée de la vapeur dans le reste de la conduite s'effectue plus rapidement que précédemment, le débit total étant deux fois supérieur (car il correspond à une puissance globale de 400 W).

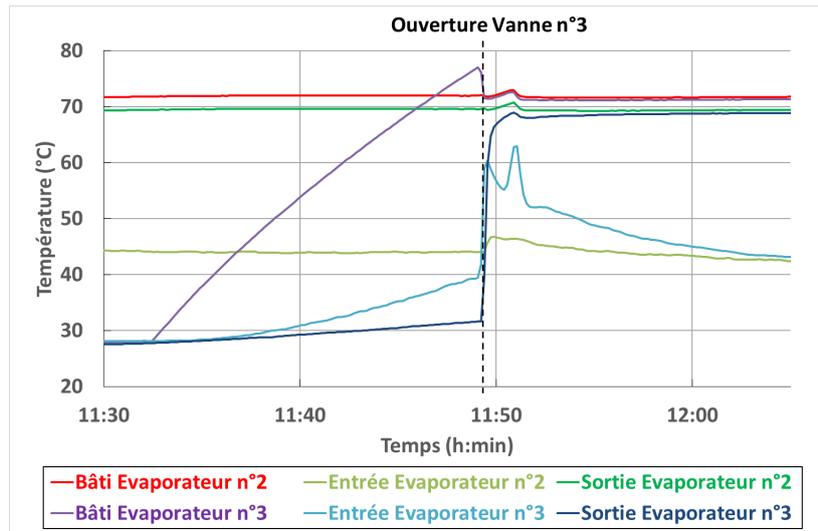
Etape n°3 :

L'entrée de la vapeur au condenseur a pour impact de stabiliser le front de condensation. Du fait des dépassements de débit de liquide froid lors de l'étape n°2, on retrouve des oscillations à basse fréquence propres à la dynamique du réservoir. Là encore, l'état d'équilibre amène à un front de condensation positionné légèrement plus loin dans le condenseur, la puissance totale ayant doublée. Cependant, de légères instabilités hydrauliques sont identifiables au condenseur, à l'instar du dernier essai présenté dans le cas mono-évaporateur. Celles-ci amènent à des fluctuations de faible amplitude des pressions, mais également des débits, aux évaporateurs.

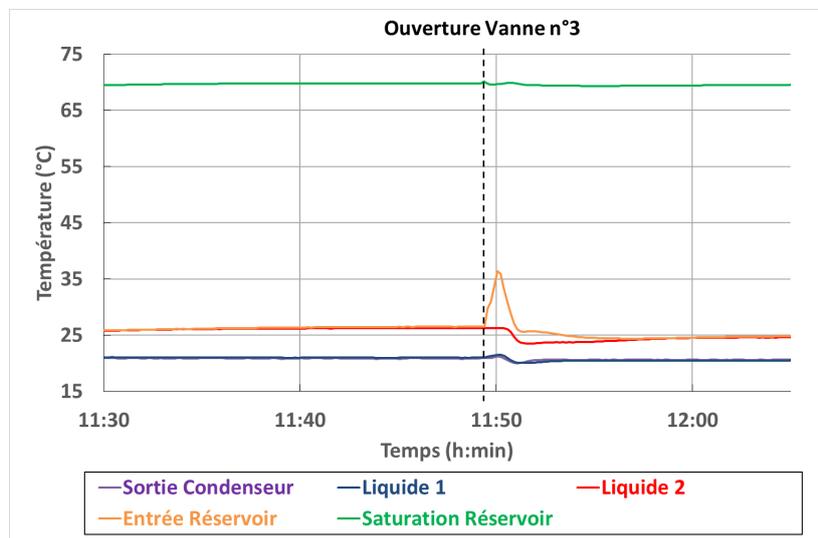
2.2 Démarrage séparé

Un démarrage simultané présente donc de fortes instabilités hydrauliques lors du déclenchement de l'ébullition au sein de chacun des évaporateurs, qui peuvent amener à une percolation d'une ou des mèches poreuses puis au désamorçage immédiat d'un ou des évaporateurs concernés. Grâce aux vannes positionnées sur les conduites vapeur, on peut envisager un démarrage séparé des évaporateurs.

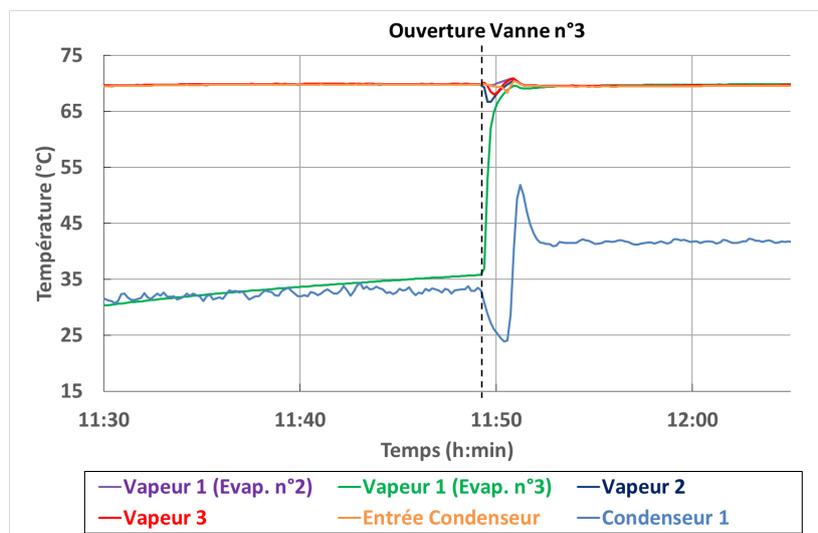
Les figures VII.14 et VII.15 présentent l'évolution des différentes variables mesurées pour ce type de démarrage avec une température de référence au réservoir de 70°C et une température de source froide au condenseur de 20°C . Alors que le système a atteint son régime nominal avec uniquement l'évaporateur n°2 en fonctionnement, on décide de démarrer l'évaporateur n°3 en parallèle. L'ouverture de la vanne associée à cet évaporateur n'est actionnée qu'au moment du déclenchement de l'ébullition. Ainsi, pendant toute la phase de montée en température, cette vanne est maintenue fermée.



(a) Evaporateurs

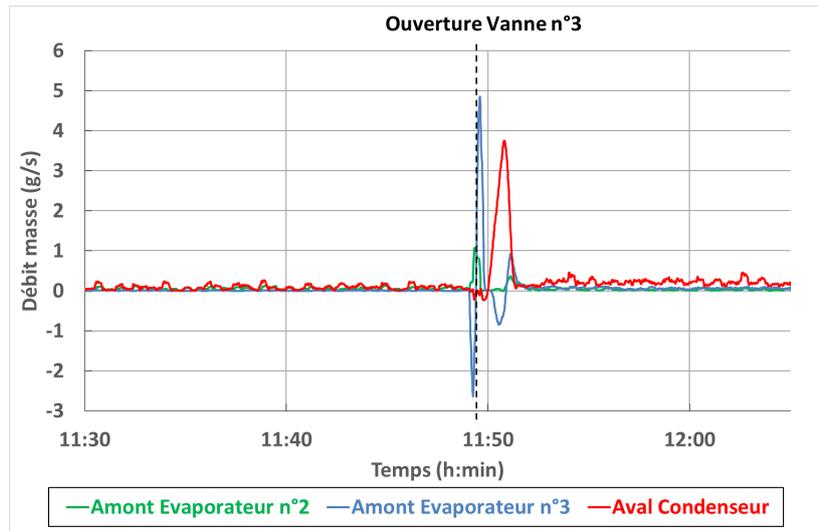


(b) Réservoir et conduite liquide

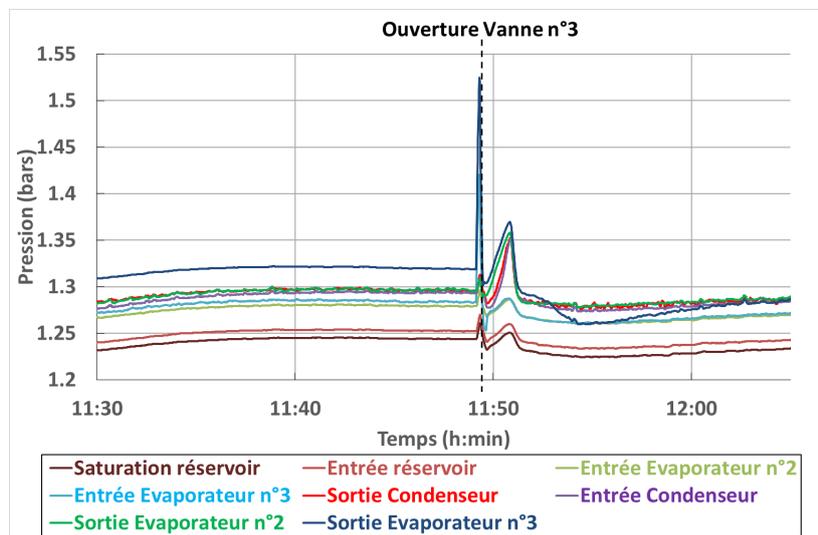


(c) Conduite vapeur et condenseur

Figure VII.14 – Evolutions des températures lors d'un démarrage séparé de deux évaporateurs ($T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)



(a) Débits masse



(b) Pressions

Figure VII.15 – Evolutions des variables hydrauliques lors d'un démarrage séparé de deux évaporateurs ($T_{ref} = 70^{\circ}C$, $T_{II} = 20^{\circ}C$, $\dot{Q}_{evap} = 200 W$)

Ce procédé a été préféré lors des campagnes d'essais afin de ne pas détériorer davantage la structure interne des évaporateurs qui, on le rappelle, ne sont pas totalement neufs. En effet, de fortes instabilités hydrauliques, impliquant de légers claquements sonores au sein du second évaporateur, ont été observées lorsque les vannes étaient ouvertes.

Comme pour l'ensemble des démarrages présentés, la création de vapeur au niveau de la mèche poreuse de l'évaporateur n°3 provoque une poussée de liquide de part et d'autre de la mèche et un fort pic de pression. Celui-ci est transmis, mais atténué, au sein de l'évaporateur n°2 et provoque un overshoot de débit de vaporisation. Le bref écoulement inverse en amont d'évaporateur n°3 amène à un réchauffement des entrées des deux évaporateurs et du réservoir. Il s'ensuit de légères perturbations hydrauliques entre les deux entrées d'évaporateurs avant d'atteindre l'équilibre dynamique.

A la sortie de l'évaporateur n°3, la vapeur « chasse » le liquide contenu initialement

entre l'évaporateur et la vanne encore fermée. On peut ainsi observer l'avancée du bouchon liquide à travers la conduite vapeur grâce aux légers undershoots des températures. Son arrivée au condenseur provoque un important overshoot du débit de liquide sous-refroidi. Celui-ci amène à un pic des pressions et ainsi à une hausse de la température des deux évaporateurs, avant un retour progressif au nouvel état d'équilibre.

2.3 Bilan

Un démarrage séparé des évaporateurs apparaît donc plus stable qu'un démarrage simultané. Cependant, l'ouverture mécanique de la vanne doit s'effectuer au bon moment. En effet, une ouverture tardive peut engendrer une percolation de la mèche poreuse du second évaporateur, la vapeur ne pouvant être évacuée à sa sortie. D'un autre côté, une ouverture prématurée peut également amener à un phénomène de percolation par la vapeur créée par le premier évaporateur. En outre, nécessitant une action extérieure supplémentaire, ce démarrage n'est pas très représentatif d'un système qui peut être utilisé lors d'une réelle application et dont l'une des principales qualités recherchées est l'autonomie de fonctionnement.

Ainsi, même si la majorité des résultats du fonctionnement multi-évaporateurs de la boucle CERBERE exposés au chapitre VI ont été obtenus après un démarrage séparé, le système apparaît assez robuste pour permettre un démarrage simultané des évaporateurs. Toujours grâce à la position relative des évaporateurs avec le réservoir, les phénomènes de percolation qui peuvent être engendrés lors d'un démarrage multi-évaporateurs ont en effet la possibilité d'être endigués par l'afflux de liquide froid par gravité en entrée des mèches poreuses. Un démarrage séparé sans utilisation des vannes pourra cependant être analysé plus en détails pour conclure sur la robustesse de mise en route du système dans tous les cas d'utilisation.

Conclusion générale

Ce travail de thèse s'est inscrit dans la poursuite des investigations expérimentales et par voie de modélisation d'une solution prometteuse de contrôle de la température de l'électronique de puissance : la boucle diphasique à pompage capillaire. Durant cette dernière décennie, le développement d'une nouvelle architecture de ce type de système, la CPLIP, mettant à profit la gravité, a montré les performances et le potentiel de cette boucle particulière à satisfaire le cahier des charges, en termes de refroidissement et de régulation en température, des modules d'électronique de puissance, dans de diverses applications terrestres. Cela a notamment abouti depuis peu à des tests expérimentaux de qualification sur un train de ligne de métro [DOBN13].

Alors que son utilisation pour une application réelle n'a ainsi jamais été aussi proche, le travail de compréhension des phénomènes et des couplages thermohydrauliques, puis de modélisation, est encore nécessaire, notamment en régime transitoire, dans le but de dimensionner convenablement ce type de boucle. En outre, des investigations avec plusieurs sources de chaleur en parallèle s'avèrent intéressantes afin d'élargir l'utilisation de la CPLIP comme « bus thermique ». C'est dans ce cadre qu'un nouveau montage expérimental, baptisé CERBERE (la boucle possédant trois évaporateurs en parallèle), a été conçu et étudié durant cette thèse. Parallèlement aux investigations expérimentales, le développement des travaux de modélisation, basée sur une approche systémique, a en outre permis de mettre en exergue divers phénomènes comportementaux majeurs lors du fonctionnement de la boucle avec un seul ou plusieurs évaporateurs.

De nombreux couplages ont ainsi été mis en évidence entre le réservoir, le condenseur et les évaporateurs, lors du fonctionnement nominal de la boucle CERBERE, notamment lors de phases transitoires sévères. Il est apparu en outre que le comportement global du système en présence de plusieurs évaporateurs est très similaire au fonctionnement mono-évaporateur. On retrouve ainsi dans les deux cas les mêmes interactions :

- La dynamique au condenseur est gouvernée par l'évolution du débit de vaporisation, et donc de la sollicitation en puissance à l'évaporateur. Les phénomènes de dépassement de débit masse en sortie de condenseur sont directement liés à la différence de comportement hydraulique de la zone diphasique et de la zone de sous-refroidissement. L'amplitude de ces overshoots s'avère plus importante pour de faibles puissances transférées, pour une même sollicitation.
- La double fonction du réservoir a en outre été largement démontrée. D'une part, les variations de volume dans le reste de la boucle sont compensées par celles du volume tampon du réservoir. Cependant, il apparaît que la fluctuation de la hauteur liquide au réservoir n'a que peu d'incidence sur la valeur des pressions, même entre un fonctionnement mono-évaporateur et une utilisation avec trois évaporateurs en parallèle. Cependant, l'ajout de liquide sous-refroidi en provenance du condenseur, lors d'une augmentation de puissance, amène à une perturbation significative de la

température de saturation au réservoir. En effet, celle-ci est principalement gouvernée par cette entrée de liquide froid, les échanges avec l'ambiance et la source de chaleur de régulation. D'autre part, le réservoir définit la référence thermohydraulique du système. La performance de la régulation est de ce fait importante. Les fluctuations transitoires engendrées au réservoir amènent en effet à des oscillations à basse fréquence des pressions de l'ensemble de la boucle.

- Outre le fort potentiel de régulation de l'électronique de puissance par le système, les diverses analyses ont pu expliciter les causes des variations transitoires de températures de culasse des évaporateurs, à travers l'évolution des pertes de charge et de la référence au réservoir.

La conception multi-évaporateurs de la boucle CERBERE, avec une jonction des branches parallèles effectuée sur la ligne vapeur, conduit en outre à un couplage hydraulique, et donc thermique, entre les évaporateurs. Dans cette configuration, le pompage capillaire est nécessairement identique au sein de chaque mèche poreuse et est fonction de la puissance totale transférée par le biais des pertes de charge globales engendrées. Ainsi, même si cette boucle présente l'avantage d'effectuer le contrôle thermique de zones éloignées, le dimensionnement de chaque évaporateur, en terme de pression motrice capillaire maximale, ne doit pas être réalisé en fonction de la puissance locale dissipée par l'électronique de puissance, mais suivant la puissance totale que le système doit évacuer. Le comportement thermique de chaque évaporateur dépend alors à la fois de la sollicitation de chaleur locale, mais également du comportement hydraulique global.

Les phases de démarrage mono- ou multi-évaporateurs ont finalement pu être décrites précisément avec la distinction de trois étapes successives. Les études de comportements particuliers lors de la mise en route du système ont permis de mettre en évidence, une nouvelle fois, l'intérêt de la position relative supérieure du réservoir par rapport aux évaporateurs, qui permet d'assurer par gravité l'alimentation en liquide des mèches poreuses et ainsi d'endiguer le désamorçage des évaporateurs par percolation.

Le modèle développé pour la boucle CERBERE, basé sur la méthode nodale, permet d'appréhender la dynamique du système en détail grâce à une discrétisation 1D suffisamment fine des conduites, notamment du condenseur. Son originalité tient dans la transcription des équations de conservation sous forme de réseaux électriques analogues. Il retranscrit presque parfaitement les différents couplages entre les éléments de la boucle et prédit très bien l'évolution de l'ensemble des variables thermohydrauliques. Sa robustesse lui donne l'avantage d'être déjà un très bon outil de dimensionnement et d'analyse. Seul le modèle simplifié d'évaporateur apparaît limitant pour modéliser rigoureusement les phénomènes transitoires au sein de la mèche poreuse. En outre, la modélisation repose encore sur un recalage empirique des conductances à l'évaporateur et au réservoir. Cette identification s'avère d'ailleurs beaucoup plus coûteuse en nombre d'essais expérimentaux de caractérisation et plus complexe à réaliser pour traiter un fonctionnement multi-évaporateurs. Ainsi, afin d'obtenir une précision au niveau de la mèche poreuse et un modèle purement prédictif, celui-ci pourrait être couplé à des modèles de plus petite échelle spatiale au niveau de l'évaporateur et du réservoir. Compte tenu des nombreuses études de modélisation des phénomènes de changement de phase en milieu poreux développés [PBGJ96, Pra98, Coq06, KG06, Lou10], le principal investissement résiderait dans un couplage adapté entre ces modèles fins et le modèle global de boucle, à l'instar des récents travaux de Boubaker [Bou14].

La modélisation du démarrage semble également tout à fait envisageable avec la mé-

thode numérique choisie, celle-ci permettant de modéliser un écoulement diphasique dans la totalité de la boucle, notamment au sein de la ligne vapeur. Il apparaît cependant dans ce cas qu'un modèle plus fin d'évaporateur est quasi-indispensable pour évaluer correctement les phénomènes sévères ayant lieu lors du déclenchement de l'ébullition. En outre, une modification des modèles diphasiques pourrait être envisagée afin de traiter correctement la phase d'avancée du front de condensation, impliquant des écoulements diphasiques sous gravité. Cette étude des différents modèles de condensation convective pourra être approfondie et comparée avec l'analyse expérimentale de mesures par caméra infra-rouge au condenseur.

Au delà de ces futures mesures thermiques, le banc expérimental CERBERE est, pour sa part, encore loin d'avoir épuisé tout son potentiel. Des campagnes d'essais avec d'autres fluides que le méthanol pourront être lancées. En outre, d'autres gestions de la régulation thermique pourront être étudiées. La première serait par exemple d'utiliser le travail de modélisation ou un modèle réduit pour effectuer un contrôle plus actif de la régulation thermique du réservoir afin d'atténuer l'amplitude des pics de températures au niveau de l'électronique de puissance, qui apparaissent lors du fonctionnement de la boucle. A l'opposé, une deuxième solution est de supprimer la régulation thermique au réservoir. Des études récentes [DLOB13] ont en effet montré qu'un réservoir à température ambiante, mais pressurisé par l'ajout volontaire de gaz non condensables, permet une régulation largement acceptable, pour certaines applications, en terme de variation de températures à l'évaporateur. Il apparaît, dans ce cas, que la boucle CPLIP possède un fonctionnement qui se rapproche plus de celui d'une LHP, de par son autorégulation. Un travail supplémentaire pourra également être envisagé pour modéliser précisément le comportement de ce réservoir pressurisé par GNC : les phénomènes de changement de phase et de compression ne seraient alors plus négligeables en l'absence de cartouche chauffante et des effets de diffusion de la vapeur au sein des GNC pourraient avoir lieu. Les Enfers de la Physique restent donc bien gardés par notre cher CERBERE.

Bibliographie

- [AAJ⁺07] A.A. ADONI, A. AMBIRAJAN, V.S. JASVANTH, D. KUMAR, P. DUTTA et K. SRINIVASAN : Thermohydraulic modeling of capillary pumped loop and loop heat pipe. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 21, n°2:pp. 410–421, 2007.
- [ADC58] W.W. AKERS, H.A. DEANS et O.K. CROSSER : Condensing heat transfer within horizontal tubes. *Chemical Engineering Progress*, Vol. 54:pp. 89–90, 1958.
- [ALB⁺11] V. AYEL, L. LACHASSAGNE, Y. BERTIN, C. ROMESTANT et D. LOSSOUARN : Experimental analysis of a capillary pumped loop for terrestrial application. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 25,n°4:pp. 561–571, 2011.
- [BC05] J.H. BOO et W.B. CHUNG : Experimental study on the thermal performance of a small-scale loop heat pipe with polypropylene wick. *Journal of Mechanical Science and Technology*, Vol. 19 (n°4):pp. 1052–1061, 2005.
- [Ben84] R.P. BENEDICT : *Fundamentals of temperature, pressure and flow measurement*. Wiley-Interscience, 1984.
- [Ber00] F. BERNOT : Composants de l'électronique de puissance. In *Techniques de l'Ingénieur*, 2000. réf. E 3 960.
- [BLS⁺11] J. BONJOUR, F. LEFÈVRE, V. SARTRE, Y. BERTIN, C. ROMESTANT, V. AYEL et V. PLATEL : Systèmes diphasiques de contrôle thermique - boucles capillaires et gravitaires. In *Techniques de l'Ingénieur*, 2011. réf. BE 9 546.
- [Bou14] R. 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*. Thèse de doctorat, Université de Pau et des Pays de l'Adour, Juillet 2014.
- [BR03] E. BAZZO et R.R. RIEHL : Operation characteristics of a small-scale capillary pumped loop. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 23:pp. 687–705, 2003.
- [BW80a] B.L. BHATT et G.L. WEDEKIND : A self-sustained oscillatory flow phenomenon in two-phase condensing flow systems. *Journal of Heat Transfer*, Vol. 102, n°4:pp. 694–700, 1980.
- [BW80b] B.L. BHATT et G.L. WEDEKIND : Transient and frequency response characteristics of two-phase condensing flows : with and without compressibility. *Journal of Heat Transfer*, Vol. 102, n°3:pp. 495–500, 1980.
- [BW82] D.R.H. BEATTIE et P.B. WHALLEY : A simple two-phase frictional pressure drop calculation method. *International Journal of Multiphase Flow*, Vol. 8:pp. 83–87, 1982.

- [CB99] H. CORTÈS et J. BLOT : *Transferts thermiques Application à l'habitat : Etude par la méthode nodale.* -, 1999.
- [CCC⁺02] A. CAVALLINI, G. CENSI, D.D. COL, L. DORETTI, G.A. LONGO et L. ROSSETTO : Condensation of halogenated refrigerants inside smooth tubes. *HVAC&R Research*, Vol. 8:pp. 429–451, 2002.
- [CG99] J.W. COLEMAN et S. GARIMELLA : Characterization of two-phase flow patterns in small diameter round and rectangular tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 42:pp. 2869–2881, 1999.
- [Cha60] J.C. CHATO : *Laminar condensation inside horizontal and inclined tubes.* Thèse de doctorat, Massachusetts Institute of Technology, June 1960.
- [Chu03] P.-Y. A. CHUANG : *An improved steady-state model of loop heat pipes based on experimental and theoretical analyses.* Thèse de doctorat, Pennsylvania State University, December 2003.
- [Coi97] J. COIRIER : *Mécanique des milieux continus - Concepts de base.* Dunod, 1997.
- [Coq06] T. COQUARD : *Transferts couplés de masse et de chaleur dans un élément d'évaporateur capillaire.* Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, Novembre 2006.
- [CVM07] M.A. CHERNYSHEVA, S.V. VERSHININ et Y.F. MAYDANIK : Operating temperature and distribution of a working fluid in lhp. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 50:pp.2704–2713, 2007.
- [CZ74] A. CAVALLINI et R. ZECCHIN : A dimensionless correlation for heat transfer in forced-convective condensation. In *5th International Heat Transfer Conference*, volume Vol. 3, pages pp. 309–313, 1974.
- [DC98] M.K. DOBSON et J.C. CHATO : Condensation in smooth horizontal tubes. *Journal of Heat Transfer*, Vol. 120:pp. 193–213, 1998.
- [Del11] N. DELALANDRE : *Analyse par voie de modélisation du comportement thermohydraulique instationnaire de boucles diphasiques à pompage capillaire en environnement gravitaire : application au refroidissement de composants électroniques de puissances soumis à des sollicitations sévères.* Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique de Poitiers, Avril 2011.
- [DGMK78] Y.E. DOLGIREV, Y.E. GERASIMOV, Y.F. MAIDANIK et V.M. KISEEV : Design of a heat pipe with separate channels for vapour and liquid. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, Vol. 34 (n°6):pp. 661–665, 1978.
- [DLOB13] V. DUPONT, J.-C. LEGROS, S. Van OOST et L. BARREMAECKER : Experimental investigations of a cpl pressurized with ncg inside a centrifuge up to 10g. In *17th International Heat Pipe Conference*, 2013.
- [DOB12] V. DUPONT, S. Van OOST et L. BARREMAECKER : Increasing the cpl power at startup by using a check valve. In *16th International Heat Pipe Conference*, 2012.

- [DOBN13] V. DUPONT, S. Van OOST, L. BARREMAECKER et S. NICOLAU : Railways qualification tests of capillary pumped loop on a train. *In 17th International Heat Pipe Conference*, 2013.
- [DP94] J.T. DICKEY et G.P. PETERSON : Experimental and analytical investigation of a capillary pumped loop. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 8, n°3:pp. 602–607, 1994.
- [Dup01] V. DUPONT : *Etude expérimentale du déclenchement de l'ébullition en milieu confiné horizontal : application à l'amorçage des boucles fluides diphasiques à pompage thermocapillaire*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier - Toulouse III, Février 2001.
- [DWC64] A.E. DUKLER, M. WICKS et R.G. CLEVELAND : Pressure drop and hold up in two-phase flow. *AIChE Journal*, Vol. 10:pp. 38–51, 1964.
- [EHTC03] J. EL HAJAL, J.R. THOME et A. CAVALLINI : Condensation in horizontal tubes, part 1 : two-phase flow pattern map. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 46:pp. 3349–3363, 2003.
- [Erb83] ERBER : *La mesure des pressions : manomètres et capteurs*. Masson, 1983.
- [Fri79] L. FRIEDEL : Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two-phase pipe flow. *In European Two-phase Group Meeting*, Ispra, Italie, 1979.
- [HGE03] M. HAMDAN, F.M. GERNER et H.T. ENDERSON : Steady-state model of a loop heat pipe with coherent porous silicon wick in the evaporator. *In 19th IEEE SEMI-THERM Symposium*, Piscataway, NJ, USA, 2003.
- [JK76] H. JASTER et P.G. KOSKY : Condensation heat transfer in a mixed flow regime. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 19:pp. 95–99, 1976.
- [Kal13] A. KALED : *Influence de la gravité sur le comportement des boucles fluides à pompage capillaire*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 2013.
- [KDP⁺12] A. KALED, S. DUTOUR, V. PLATEL, L. LACHASSAGNE et V. AYL : A theoretical analysis of the transient behaviour of a cpl for terrestrial application. *In 16th International Heat Pipe Conference*, Lyon, France, 2012.
- [KG06] T. KAYA et J. GOLDAK : Numerical analysis of heat and mass transfer in the capillary structure of a loop heat pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 49:pp. 3211–3220, 2006.
- [KHJC99] T. KAYA, T.T. HUANG, J.KU et M.K. CHEUNG : Mathematical modeling of loop heat pipes and experimental validation. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 13 (n°3):pp. 314–320, 1999.
- [KKM87] J. KU, E.J. KROLICZEK et R. MCINTOSH : Analytical modeling of the capillary pumped loop. *In 6th International Heat Pipe Conference*, Grenoble, France, 1987.

- [KKM12] S.-M. KIM, J. KIM et I. MUDAWAR : Flow condensation in parallel micro-channels - part 1 : Experimental results and assessment of pressure drop correlations. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 55:pp. 971–983, 2012.
- [KM12] S.-M. KIM et I. MUDAWAR : Universal approach to predicting two-phase frictional pressure drop for adiabatic and condensing mini/micro channel flows. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 55:pp. 3246–3261, 2012.
- [KPGT08] T. KAYA, R. PEREZ, C. GREGORI et A. TORRES : Numerical simulation of transient operation of loop heat pipes. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 28:pp. 967–974, 2008.
- [KR03] J. KU et J. RODRIGUEZ : Low frequency high amplitude temperature oscillations in loop heat pipe operation. Rapport technique n° 2003-01-2386, SAE International, 2003.
- [Ku03] J. KU : High frequency low amplitude temperature oscillations in loop heat pipe operation. Rapport technique n° 2003-01-2387, SAE International, 2003.
- [Lac10] L. LACHASSAGNE : *Développement expérimental et modélisation numérique d'une boucle fluide diphasique à pompage capillaire en environnement gravitaire : application au refroidissement de composants électroniques de puissance en contexte automobile*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique de Poitiers, Décembre 2010.
- [LARB12] L. LACHASSAGNE, V. AYEL, C. ROMESTANT et Y. BERTIN : Experimental study of capillary pumped loop for integrated power in gravity field. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 35:pp. 166–176, 2012.
- [LBAR13] L. LACHASSAGNE, Y. BERTIN, V. AYEL et C. ROMESTANT : Steady-state modeling of capillary pumped loop in gravity field. *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 64:pp. 62–80, 2013.
- [Lec94] J. LECLERCQ : Electronique de puissance : Eléments de technologie. *In Techniques de l'Ingénieur*, 1994. réf. D 3 220.
- [LF97] C. LE FRIEC : *Analyse du fonctionnement des boucles diphasiques à pompage capillaire menée par expérimentation d'une boucle à eau*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, Décembre 1997.
- [LM49] R.W. LOCKHART et R.C MARTINELLI : Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes. *Chemical Engineering Progress*, Vol. 45, n°1:pp. 39–48, 1949.
- [Los08] D. LOSSOUARN : *Etude théorique et expérimentale de refroidissement diphasique à pompage capillaire de convertisseurs de puissance à haute densité de flux de chaleur pour la traction ferroviaire*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, Janvier 2008.
- [Lou10] C. LOURIOU : *Modélisation instationnaire des transferts de masse et de chaleur au sein des évaporateurs capillaires*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse, Décembre 2010.

- [LPDJ07] S. LAUNAY, V. PLATEL, S. DUTOUR et J.L. JOLY : Transient modeling of loop heat pipes for the oscillating behaviour study. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 21(n°3):pp. 487–495, 2007.
- [LSB07] S. LAUNAY, V. SARTRE et J. BONJOUR : Parametric analysis of loop heat pipe operation : a literature review. *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 46:pp. 621–636, 2007.
- [LSB08] S. LAUNAY, V. SARTRE et J. BONJOUR : Analytical model for characterization of loop heat pipes. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 22 (n°4):pp. 623–631, 2008.
- [May05] Y.F. MAYDANIK : Loop heat pipes. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 25:pp. 635–657, 2005.
- [MPS⁺10] D. MISHKINIS, P. PRADO, R. SANZ, A. TORRES, A.-S. MERINO et T. TJIPTAHARDJA : Development of lhp for intermediate temperature range. *In 15th International Heat Pipe Conference*, Clemson, USA, 2010.
- [MSH86] H. MULLER-STEINHAGEN et K. HECK : A simple friction pressure drop correlation for two-phase flow in pipes. *Chemical Engineering Progress*, Vol. 20:pp. 297–308, 1986.
- [NNK13] M. NISHIKAWARA, H. NAGANO et T. KAYA : Transient thermo-fluid modeling of loop heat pipes and experimental validation. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 27, n°4:pp. 641–647, 2013.
- [Pan06] P. PANDAY : Transfert en changement de phase - condensation sur des surfaces lisses. *In Techniques de l'Ingénieur*, 2006. réf. BE 8 238.
- [Pat80] S.V. PATANKAR : *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere Publishing Corporation, 1980.
- [PBGJ96] V. PLATEL, C. BUTTO, J.Y. GRANDPEIX et J.L. JOLY : Modèle d'évaporateur d'une boucle fluide diphasique à pompage capillaire. *Revue Générale de Thermique*, Vol. 35:pp. 434–449, 1996.
- [PJP⁺04] E. POUZET, J.L. JOLY, V. PLATEL, J.Y. GRANDPEIX et C. BUTTO : Dynamic response of a capillary pumped loop subjected to various heat load transients. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 47:pp. 2293–2316, 2004.
- [PL97] P. PAPON et J. LEBLOND : *Thermodynamique des états de la matière*. Hermann, 1997.
- [Pra98] M. PRAT : Modèles discrets de phénomènes de changement de phase liquide vapeur en milieux poreux. *Revue Générale de Thermique*, Vol. 37:pp. 954–961, 1998.
- [RM65] H.F. ROSSON et J.A. MEYERS : Point values of condensing film coefficients inside a horizontal tube. *In Chemical Engineering Progress Symposium Series*, volume Vol. 61, pages pp. 190–199, 1965.
- [Sha09] M.M. SHAH : An improved and extended general correlation for heat transfer during condensation in plain tubes. *HVAC&R Research*, Vol. 15:pp. 889–913, 2009.

- [TBR72] D.P. TRAVISS, A.B. BARON et W.M. ROHSENOW : Forced convection condensation inside tubes : a heat transfer equation for condenser design. *ASHRAE Transactions*, Vol. 79:pp. 157–165, 1972.
- [TD76] Y. TAITEL et A.E. DUKLER : A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. *American Institute of Chemical Engineering Journal*, Vol. 22:pp. 47–55, 1976.
- [TEHC03] J.R. THOME, J. EL HAJAL et A. CAVALLINI : Condensation in horizontal tubes, part 2 : new heat transfer model based on flow regime. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 46:pp. 3365–3387, 2003.
- [Tou07] D. TOURNIER : Composants de puissance en sic - applications. *In Techniques de l'Ingénieur*, 2007. réf. D 3 122.
- [VR08] V.V. VLASSOV et R.R. RIEHL : Mathematical model of a loop heat pipe with cylindrical evaporator and integrated reservoir. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 28:pp. 942–954, 2008.
- [WKHA99] K. WRENN, S.J. KREIN, T.T. HOANG et R.D. ALLEN : Verification of a transient loop heat pipe model. Rapport technique n° 1999-01-2010, SAE International, 1999.
- [WMN08] G. WANG, D. MISHKINIS et D. NIKANPOUR : Capillary heat loop technology : Space applications and recent canadian activities. *Applied Thermal Engineering*, Vol. 28:pp. 284–303, 2008.

Annexe A

Erreurs de mesures des débitmètres

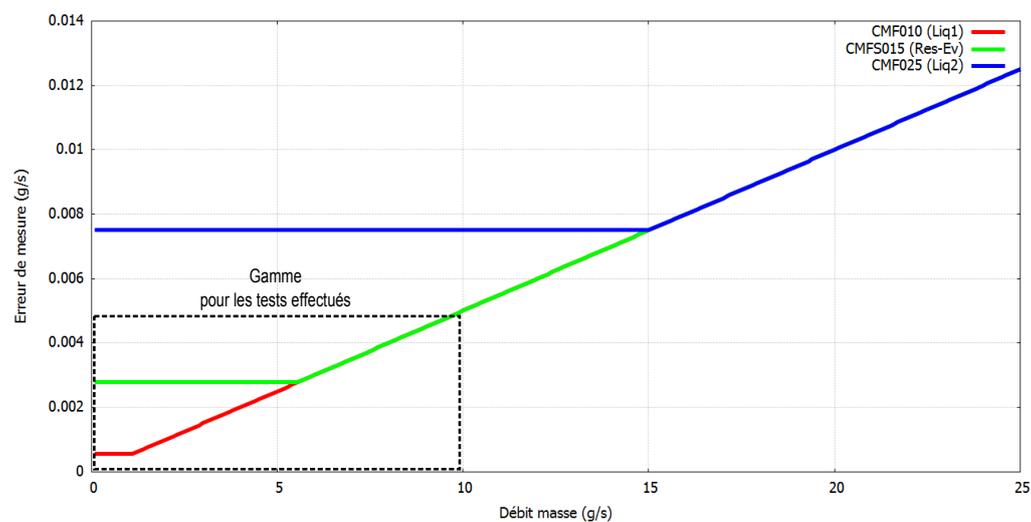


Figure A.1 – Erreur absolue de mesures des débits masse

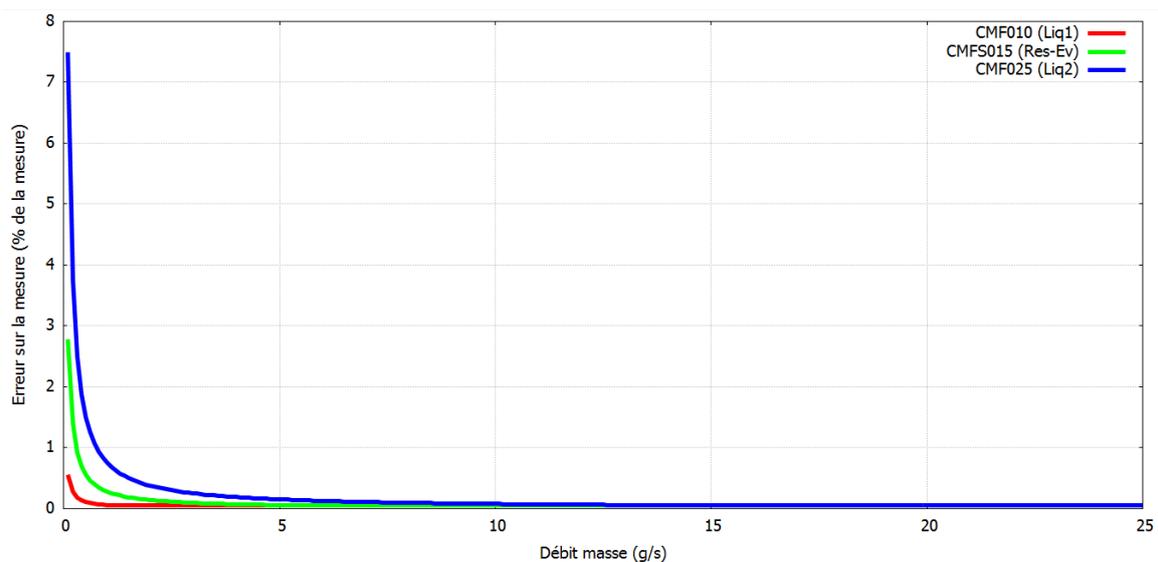


Figure A.2 – Erreur relative de mesures des débits masse

Annexe B

Programme d'acquisition des mesures

1 Vérification d'absence de GNC

Ce premier programme peut être lancé lors de la chauffe de la température au réservoir et/ou avant de lancer le programme principal. Il récupère les signaux des deux PT100 et des trois capteurs de pressions installés en partie haute de réservoir. A chaque temps d'acquisition, après calculs des moyennes des mesures redondantes, le couple (T,P) est évalué puis comparé graphiquement à la courbe de saturation théorique du méthanol (figure B.1).

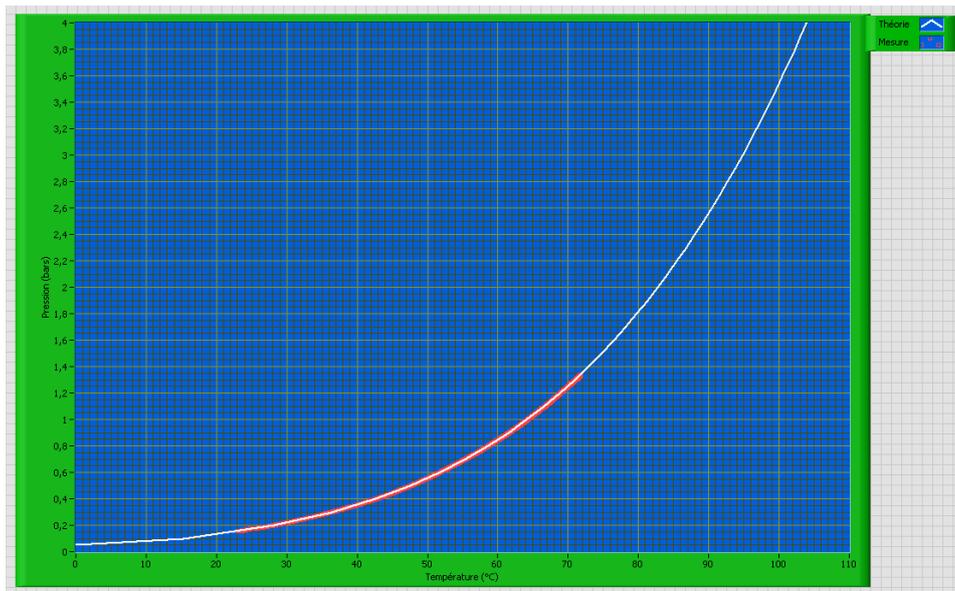


Figure B.1 – Face-avant du programme de vérification d'absence de GNC au réservoir

2 Programme principal

2.1 Configuration de l'essai

Le premier onglet de la face-avant du programme principal (figure B.2) permet de configurer les instruments de mesure et l'essai à effectuer. La fréquence de balayage et le temps d'acquisition des mesures sur les centrales d'acquisition, le boîtier « Compact-Rio » et les voltmètres sont fixés par l'utilisateur. En ce qui concerne les thermocouples, leur position sur le banc de soudure froide et leur polynôme d'étalonnage ont été enregistrés dans des fichiers externes afin d'être lus par le programme.

La gestion des alimentations de puissance est effectuée à partir de la partie inférieure de cet onglet. Dans un premier temps, des interrupteurs permettent la mise en route des alimentations des évaporateurs à démarrer pour l'essai. Une liste déroulante pour chaque évaporateur permet de choisir le type d'essai à effectuer :

- Echelon ou rampe unique,
- Successions d'échelons ou de rampes identiques,
- Successions d'échelons ou de rampes différent(e)s,
- Cycle.

Les puissances à appliquer durant l'essai sur chacun des évaporateurs sont définies à partir des tableaux situés en-dessous.

- Pour un essai de type « Echelon unique », l'utilisateur doit définir les puissances initiale et finale, ainsi que le temps de montée.
- Pour un essai type « Successions d'échelons identiques », il doit définir les puissances initiale et finale, ainsi que la différence de puissance et le temps de montée pour chaque échelon.
- Pour un essai de type « Successions d'échelons différents » ou « Cycle », l'ensemble de l'application de puissance doit être entrée échelon par échelon (puissances initiale et finale, temps de montée).

L'application des puissances peut s'effectuer de manière manuelle (par le biais d'un interrupteur) ou de manières automatiques (autres interrupteurs). En mode automatique, l'utilisateur est amené à définir la durée des paliers de puissance. L'essai type « Cycle » est obligatoirement en mode automatique.

2.2 Visualisations graphiques

Lors de l'acquisition des mesures, celles-ci peuvent être visualisées sous deux formes :

- par valeurs instantanées (figure B.3a),
- par graphes temporels (figure B.3b).

2.3 Déroulement de l'acquisition

Après vérification des communications avec les différents instruments et lecture des fichiers de gestion des thermocouples, les divers instruments de mesure sont configurés. L'acquisition des données est alors lancée. Chaque mesure de températures, pressions, débits, masses volumiques ou puissances est lue, enregistrée au sein de fichiers externes et insérée sur les graphes et les indicateurs de visualisation interne.

La fin de l'acquisition, imposée par l'utilisateur par un bouton « STOP » (figure B.2) ou si l'une des sécurités numériques en températures ou pressions est déclenchée, amènent

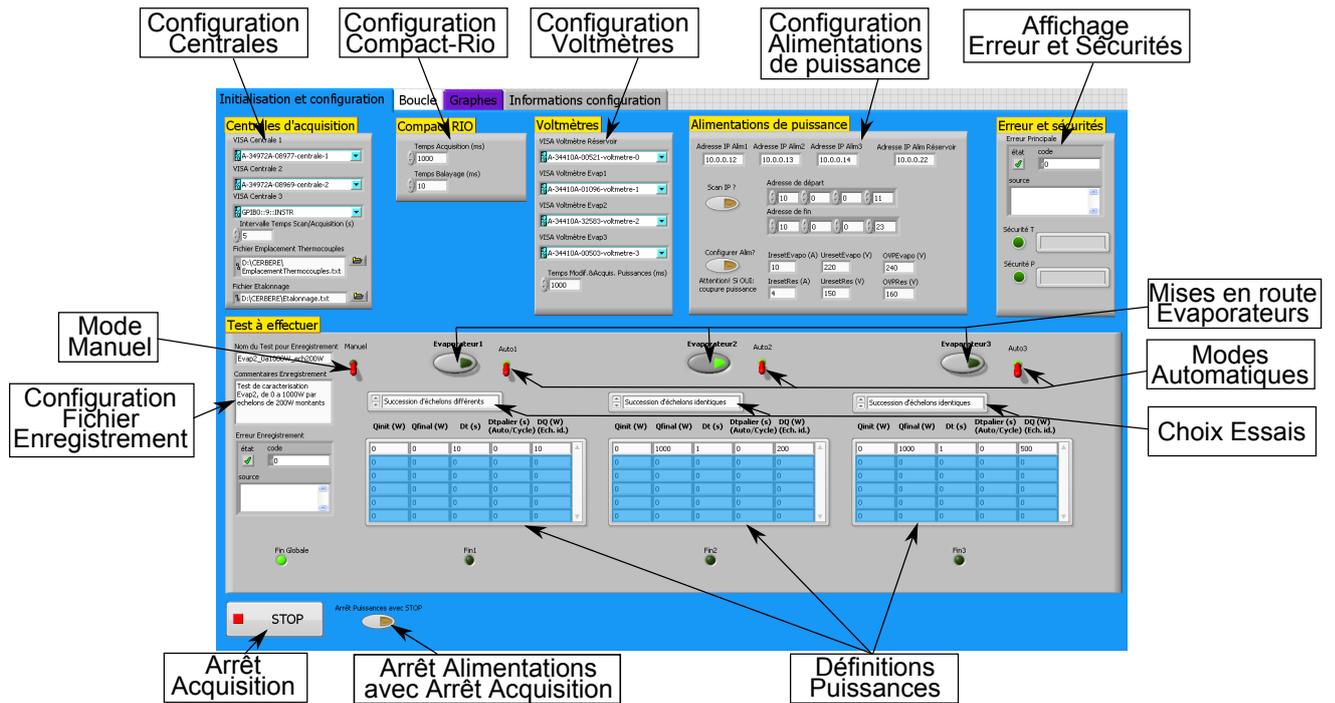
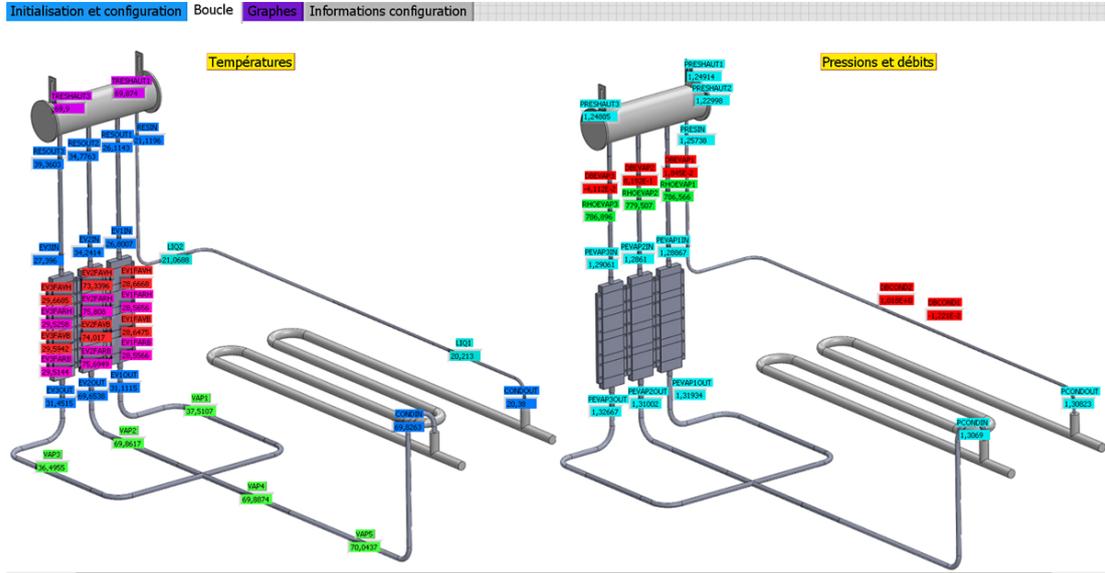


Figure B.2 – Configuration de l’essai expérimental

à l’arrêt des instruments de mesure. L’arrêt complet des alimentations de puissance est effectué si l’interrupteur « Arrêt alimentations avec STOP » ou l’une des sécurités est enclenchée.



(a) Indicateurs instantanés



(b) Graphes temporels

Figure B.3 – Visualisations lors de l'acquisition

Annexe C

Modélisation numérique des équations de Navier-Stokes

Le but de cette annexe est tout d'abord de présenter l'écriture des équations bilans de Navier-Stokes à partir de leur forme d'origine générale, en appliquant ensuite la modélisation utilisée pour cette thèse par méthode nodale associée à un schéma numérique amont. Cela permettra en outre au lecteur de se familiariser avec la forme peu communes de l'écriture finale de ces équations.

Dans cette annexe, on en profite également pour détailler quelques gestions numériques particulières et propres au modèle développé.

1 Equations de Navier-Stokes en modélisation 1D

Afin d'effectuer proprement les bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie, on commence par exposer quelques notions de mécanique des milieux continus utilisés par la suite.

1.1 Dérivation selon un champ de vitesses quelconque

Dans un premier temps, on distingue deux volumes :

- un domaine Ω géométrique animé d'une vitesse \vec{w} , et
- un domaine Ω_m matériel contenant les particules fluides, animé d'une vitesse \vec{v} .

A l'instant t , on définit le domaine de coïncidence Ω_t de ces deux volumes, de contour Σ_t .

En description eulérienne, les dérivations respectives dans Ω et Ω_m sont notées :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{w}.grad \quad , \text{ dans } \Omega \\ \frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}.grad \quad , \text{ dans } \Omega_m \end{array} \right. \quad (\text{C.1})$$

Dans cette équation, d/dt désigne la dérivation par rapport au temps d'une fonction dépendant du temps seul et D/Dt représente la dérivée particulière. Grâce à (C.1), on a facilement :

$$\frac{D}{Dt} = \frac{d}{dt} + (\vec{v} - \vec{w}).grad \quad (\text{C.2})$$

En intégrant sur le volume de coïncidence pour une fonction scalaire f , on a :

$$\int_{\Omega_t} \frac{Df}{Dt} d\omega + \int_{\Omega_t} (\vec{v} - \vec{w}).grad f d\omega \quad (\text{C.3})$$

Le théorème de Leibniz nous permet d'écrire :

$$\frac{D}{Dt} \int_{\Omega_t} f d\omega = \frac{d}{dt} \int_{\Omega_t} f d\omega + \int_{\Omega_t} \text{div}(f(\vec{v} - \vec{w})) d\omega \quad (\text{C.4})$$

Finalement, par application du théorème de Green-Ostrograski, on obtient l'expression :

$$\frac{D}{Dt} \int_{\Omega_t} f d\omega = \frac{d}{dt} \int_{\Omega_t} f d\omega - \oint_{\Sigma_t} f(\vec{v}^{\sim} - \vec{w}^{\sim}) \cdot \vec{n}_i d\sigma \quad (\text{C.5})$$

Cette dernière expression est bien entendu également valable pour une variable vectorielle, en remplaçant f par \vec{f} .

1.2 En modélisation 1D

Pour simplifier les notations du paragraphe précédent, on note maintenant le volume de coïncidence Ω plutôt de Ω_t et son contour Σ plutôt que Σ_t .

Avec la condition de paroi : $\vec{v}^{\sim} = \vec{w}^{\sim}$, le dernier terme de l'équation (C.5) se réduit aux intégrales sur les parois fluide d'entrée « E » et de sortie « S ». En outre, en modélisation 1D, l'équation (C.5) devient :

$$\frac{D}{Dt} \int_L f S dx = \frac{d}{dt} \int_L f S dx - f_E(v_E^{\sim} - w_E^{\sim})S_E + f_S(v_S^{\sim} - w_S^{\sim})S_S \quad (\text{C.6})$$

2 Application à la méthode nodale

2.1 Hypothèses et schéma numériques

Pour résoudre numériquement les équations de conservation, on utilise une méthode nodale par volumes finis impliquant :

- une masse volumique uniforme ρ dans un volume de contrôle des bilans de masse et d'énergie,
- un débit masse $\dot{m} = \rho v S$ uniforme dans un volume de contrôle des bilans de quantité de mouvement,
- une enthalpie h uniforme dans un volume de contrôle des bilans d'énergie,
- un gradient de pression dP/dx constant dans un volume de contrôle des bilans de quantité de mouvement.

De plus, pour traiter les termes de transport présents dans les équations de bilan de quantité de mouvement et d'énergie, on applique un schéma amont sur les variables de vitesse $v = \dot{m}/(\rho S)$ et d'enthalpie massique h .

Pour finir, on notera \dot{m}_Σ , le débit « fictif » associant masse volumique ρ des particules et vitesse géométrique w . Ainsi : $\dot{m}_\Sigma = \rho w S$.

2.2 Bilan de masse

2.2.1 Expression générale

L'expression générale intégrale du bilan de masse d'un volume de contrôle Ω s'écrit :

$$\frac{D}{Dt} \int_{\Omega} \rho d\omega = 0 \quad (\text{C.7})$$

En modélisation 1D, d'après l'équation (C.6), on a :

$$\frac{d}{dt} \int_L \rho S dx = \rho_E (v_E - w_E) S_E - \rho_S (v_S - w_S) S_S \quad (\text{C.8})$$

Finalement, par hypothèse de la méthode nodale et en introduisant les débits masse, on obtient :

$$\frac{d(\rho\Omega)}{dt} = (\dot{m}_E - \dot{m}_{\Sigma_E}) - (\dot{m}_S - \dot{m}_{\Sigma_S}) \quad (\text{C.9})$$

Si le volume de contrôle est fixe (impliquant $\dot{m}_\Sigma = 0$), l'équation (C.9) se réduit à :

$$\Omega \frac{d\rho}{dt} = \dot{m}_E - \dot{m}_S \quad (\text{C.10})$$

2.2.2 Application à la discrétisation du modèle

Dans la modélisation, les volumes de contrôle sont considérés fixes pour les bilans de masse, à part dans la partie haute du réservoir.

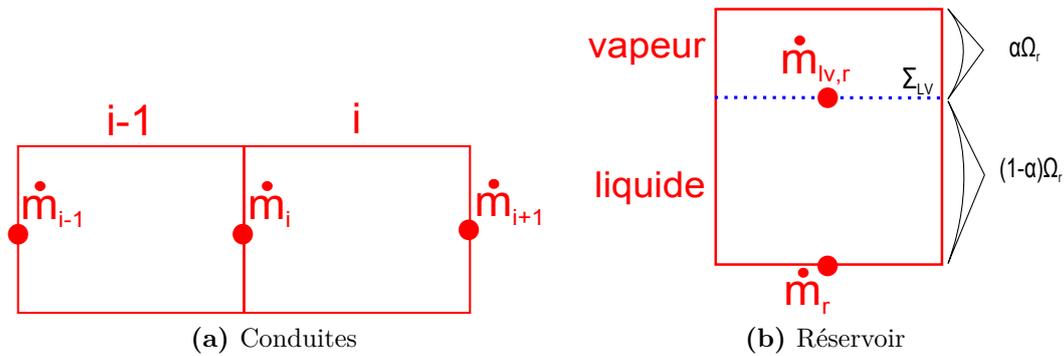


Figure C.1 – Discrétisation pour les bilans de masse

2.2.2.1 Conduites :

Pour les nœuds de conduites, on peut utiliser l'équation (C.10) (exemple du volume « i » de la figure C.1a) :

$$\Omega_i \frac{d\rho_i}{dt} = \dot{m}_i - \dot{m}_{i+1} \quad (\text{C.11})$$

2.2.2.2 Réservoir :

Pour la partie haute du réservoir (figure C.1b), les bilans de masse du liquide et de la vapeur s'écrivent en utilisant l'expression plus générale (C.9) :

$$\begin{cases} -\rho_{l,r} \Omega_r \frac{d\alpha}{dt} = \dot{m}_r - (\dot{m}_{lv,l} - \dot{m}_{\Sigma_{lv,l}}) & (\text{liquide}) \\ \Omega_r \frac{d(\rho_{v,r} \alpha)}{dt} = \dot{m}_{lv,v} - \dot{m}_{\Sigma_{lv,v}} & (\text{vapeur}) \end{cases} \quad (\text{C.12})$$

En supposant une interface liquide/vapeur sans inertie, on impose en outre :

$$\dot{m}_{lv,l} - \dot{m}_{\Sigma_{lv,l}} = \dot{m}_{lv,v} - \dot{m}_{\Sigma_{lv,v}} = \dot{m}_{lv,r} \quad (\text{C.13})$$

Ainsi, en effectuant la somme des expressions de l'équation (C.12), le bilan de masse global de la partie haute du réservoir s'écrit :

$$(\rho_{l,r} - \rho_{v,r})\Omega_r \frac{d\alpha}{dt} + \Omega_r \frac{d\rho_{v,r}}{dt} \alpha = \dot{m}_r \quad (\text{C.14})$$

2.3 Bilan de quantité de mouvement

2.3.1 Expression générale

L'expression générale intégrale du bilan de quantité de mouvement d'un volume de contrôle Ω s'écrit :

$$\frac{D}{Dt} \int_{\Omega} \rho \vec{v} d\omega = \oint_{\Sigma} P \vec{n}_i d\sigma + \int_{\Omega} \rho \vec{g} d\omega + \oint_{\Sigma} \bar{\tau} \cdot \vec{n}_i d\sigma \quad (\text{C.15})$$

En modélisation 1D, d'après l'équation (C.6), on a :

$$\frac{d}{dt} \int_L \rho \vec{v} S dx = \rho_E \vec{v}_E (v_E^{\sim} - w_E^{\sim}) S_E - \rho_S \vec{v}_S (v_S^{\sim} - w_S^{\sim}) S_S + \oint_{\Sigma} P \vec{n}_i d\sigma + \int_L \rho \vec{g} S dx + \vec{F}_{vis} \quad (\text{C.16})$$

En projetant sur \vec{e}_x , vecteur unitaire sur l'axe de l'écoulement et de l'entrée vers la sortie, et en introduisant les débits masse définis précédemment, on obtient :

$$\frac{d(\dot{m}L)}{dt} = \frac{\dot{m}_E}{\rho_E S_E} (\dot{m}_E^{\sim} - \dot{m}_{\Sigma_E}^{\sim}) - \frac{\dot{m}_S}{\rho_S S_S} (\dot{m}_S^{\sim} - \dot{m}_{\Sigma_S}^{\sim}) + \oint_{\Sigma} P \vec{n}_i \cdot \vec{e}_x d\sigma + \int_L \rho \vec{g} \cdot \vec{e}_x S dx + \vec{F}_{vis} \cdot \vec{e}_x \quad (\text{C.17})$$

Si le volume de contrôle est fixe, l'équation (C.17) se réduit à :

$$L \frac{d\dot{m}}{dt} = \frac{\dot{m}_E}{\rho_E S_E} \dot{m}_E^{\sim} - \frac{\dot{m}_S}{\rho_S S_S} \dot{m}_S^{\sim} + \oint_{\Sigma} P \vec{n}_i \cdot \vec{e}_x d\sigma + \int_L \rho \vec{g} \cdot \vec{e}_x S dx + \vec{F}_{vis} \cdot \vec{e}_x \quad (\text{C.18})$$

2.3.2 Application à la discrétisation du modèle

Là encore, les volumes de contrôle de la discrétisation pour les bilans de quantité de mouvement sont fixes à part dans la partie haute du réservoir.

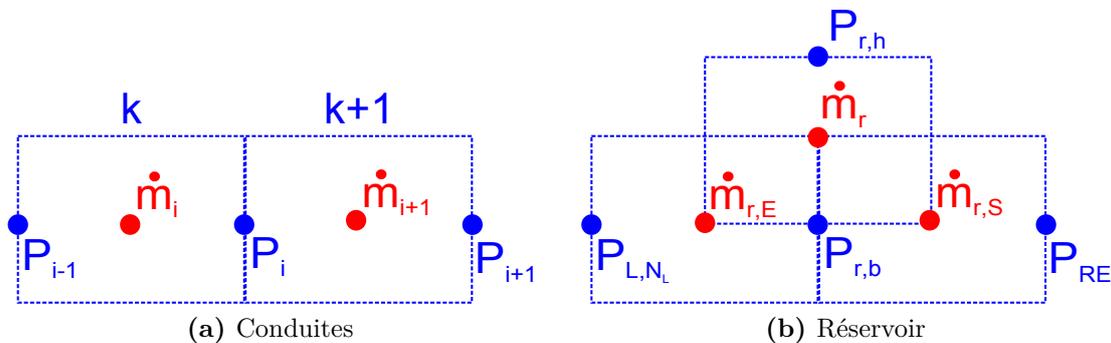


Figure C.2 – Discretisation pour les bilans de quantité de mouvement

2.3.2.1 Conduites :

Pour les nœuds de conduite, on peut utiliser l'équation (C.18). Cependant, contrairement au bilans de masse, cette équation fait intervenir des termes de transport $\dot{m}/(\rho S)$. Ceux-ci dépendent du sens de l'écoulement par le biais de l'application du schéma numérique amont sur les vitesses.

Prenons l'exemple du volume « k+1 » de la figure C.2a. Le terme $\dot{m}_E/(\rho_E S_E)\dot{m}_E - \dot{m}_S/(\rho_S S_S)\dot{m}_S$ donne :

$$\begin{array}{c|c}
 \text{Si } \dot{m}_{i+1} \geq 0 & \text{Si } \dot{m}_{i+1} < 0 \\
 \hline
 \frac{\dot{m}_i}{\rho_k S_i} \dot{m}_{k+1} - \frac{\dot{m}_{i+1}}{\rho_{k+1} S_{i+1}} \dot{m}_{k+2} & \frac{\dot{m}_{i+1}}{\rho_{k+1} S_i} \dot{m}_{k+1} - \frac{\dot{m}_{i+2}}{\rho_{k+2} S_{i+1}} \dot{m}_{k+2} \\
 \downarrow & \downarrow \\
 \frac{1}{2}(\dot{m}_i + \dot{m}_{i+1}) \frac{\dot{m}_i}{\frac{\rho_{i-1}\Omega_{i-1} + \rho_i\Omega_i}{\Omega_{i-1} + \Omega_i} S_i} & \frac{1}{2}(\dot{m}_i + \dot{m}_i) \frac{\dot{m}_{i+1}}{\frac{\rho_i\Omega_i + \rho_{i+1}\Omega_{i+1}}{\Omega_i + \Omega_{i+1}} S_i} \\
 -\frac{1}{2}(\dot{m}_{i+1} + \dot{m}_{i+2}) \frac{\dot{m}_{i+1}}{\frac{\rho_i\Omega_i + \rho_{i+1}\Omega_{i+1}}{\Omega_i + \Omega_{i+1}} S_{i+1}} & -\frac{1}{2}(\dot{m}_{i+1} + \dot{m}_{i+2}) \frac{\dot{m}_{i+2}}{\frac{\rho_{i+1}\Omega_{i+1} + \rho_{i+2}\Omega_{i+2}}{\Omega_{i+1} + \Omega_{i+2}} S_{i+1}}
 \end{array} \quad (C.19)$$

Le terme en pressions $\oint_{\Sigma} P \vec{n}_i \cdot \vec{e}_x d\sigma$ se résume aux forces à l'entrée et la sortie, ainsi qu'au niveau du changement de section (pour les mailles concernées). En se référant à la figure C.3, ce terme s'écrit, toujours pour le volume « k+1 » :

$$\oint_{\Sigma} P \vec{n}_i \cdot \vec{e}_x d\sigma = P_i S_i + P_{i+1} S_{i+1} + P_{k+1} (S_{i+1} - S_i) \quad (C.20)$$

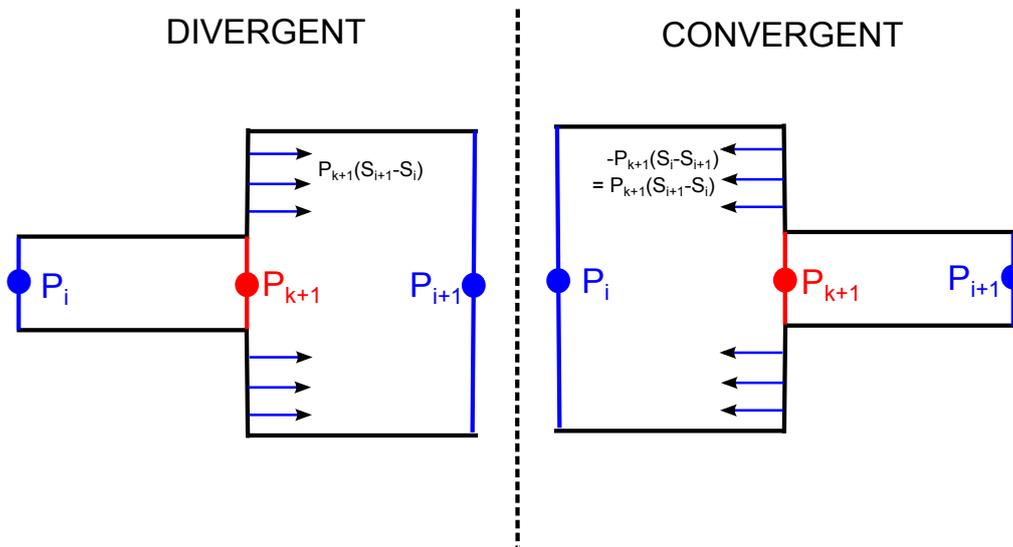


Figure C.3 – Changement de section

Par interpolation linéaire de la pression P_k , on obtient :

$$\oint_{\Sigma} P \vec{n}_i \cdot \vec{e}_x d\sigma = (P_i - P_{i+1}) S_{eq,i/i+1} \text{ avec : } S_{eq,i/i+1} = \frac{L_i}{L_i + L_{i+1}} S_i + \frac{L_{i+1}}{L_i + L_{i+1}} S_{i+1} \quad (C.21)$$

Finalement, l'expression du bilan de quantité de mouvement du volume « k+1 » est :

$$\begin{array}{c|c}
 \text{Si } \dot{m}_{i+1} \geq 0 & \text{Si } \dot{m}_{i+1} < 0 \\
 \hline
 \frac{L_i + L_{i+1}}{2} \frac{d\dot{m}_{i+1}}{dt} & \frac{L_i + L_{i+1}}{2} \frac{d\dot{m}_{i+1}}{dt} \\
 + \dot{m}_{i+1} \frac{\frac{1}{2}(\dot{m}_{i+1} + \dot{m}_{i+2})}{\frac{\rho_i \Omega_i + \rho_{i+1} \Omega_{i+1}}{\Omega_i + \Omega_{i+1}}} S_{i+1} & + \dot{m}_{i+2} \frac{\frac{1}{2}(\dot{m}_{i+1} + \dot{m}_{i+2})}{\frac{\rho_{i+1} \Omega_{i+1} + \rho_{i+2} \Omega_{i+2}}{\Omega_{i+1} + \Omega_{i+2}}} S_{i+1} \\
 - \dot{m}_i \frac{\frac{1}{2}(\dot{m}_i + \dot{m}_{i+1})}{\frac{\rho_{i-1} \Omega_{i-1} + \rho_i \Omega_i}{\Omega_{i-1} + \Omega_i}} S_i & - \dot{m}_{i+1} \frac{\frac{1}{2}(\dot{m}_i + \dot{m}_{i+1})}{\frac{\rho_i \Omega_i + \rho_{i+1} \Omega_{i+1}}{\Omega_i + \Omega_{i+1}}} S_i \\
 + (P_{i+1} - P_i) S_{eq,i/i+1} & + (P_{i+1} - P_i) S_{eq,i/i+1} \\
 \pm \frac{\rho_i H_i S_i + \rho_{i+1} H_{i+1} S_{i+1}}{2} g & \pm \frac{\rho_i H_i S_i + \rho_{i+1} H_{i+1} S_{i+1}}{2} g \\
 + \frac{1}{2} (|\Delta P_{vis,i}| S_i + |\Delta P_{vis,i+1}| S_{i+1}) & - \frac{1}{2} (|\Delta P_{vis,i}| S_i + |\Delta P_{vis,i+1}| S_{i+1}) \\
 = 0 & = 0
 \end{array} \tag{C.22}$$

2.3.2.2 Réservoir :

D'après la figure C.2b, on observe que le maillage choisi implique des volumes qui se chevauchent (horizontaux et verticaux). Pour parer cette difficulté dans la modélisation 1D, on considère que la pression est uniforme dans la partie basse du réservoir, égale à $P_{r,b}$. Cela permet d'établir les bilans de quantité de mouvement au réservoir séparément (figure C.4). Le bilan de quantité de mouvement du nœud de la partie basse permet alors de lier ces différents bilans.

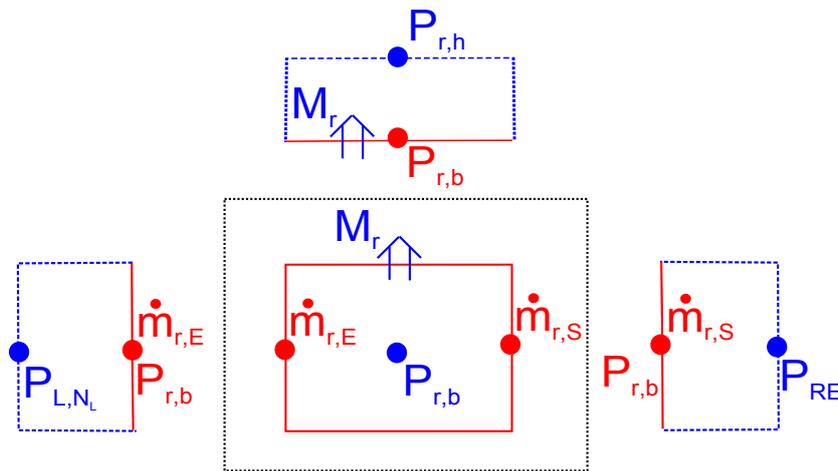


Figure C.4 – Gestion des bilans de quantité de mouvement au réservoir

Les bilans de quantité de mouvement sur les demi-volumes à l'entrée et la sortie du réservoir s'écrivent de la même manière que ceux des nœuds des conduites, à partir de l'équation (C.18). Une attention particulière est néanmoins faite sur la sortie en prenant en compte la gestion des échanges entre les écoulements (cf. annexe F).

Entrée du réservoir : entre les nœuds P_{L,N_L} et $P_{r,b}$ (figure C.4) :

Si $\dot{m}_{r,E} \geq 0$	Si $\dot{m}_{r,E} < 0$
$\frac{L_{L,N_L}}{2} \frac{d\dot{m}_{r,E}}{dt} \frac{1}{\dot{m}_{r,E}^2}$ $+ \frac{\frac{\rho_{L,N_L} \Omega_{L,N_L} + \rho_{r,b} \Omega_{r,b}}{\Omega_{L,N_L} + \Omega_{r,b}} S_L}{\dot{m}_{r,E}^2}$ $- \dot{m}_{L,N_L} \frac{\frac{1}{2}(\dot{m}_{L,N_L} + \dot{m}_{r,E})}{\frac{\rho_{L,N_L} \Omega_{L,N_L} - 1 + \rho_{L,N_L} \Omega_{L,N_L}}{\Omega_{L,N_L} - 1 + \Omega_{L,N_L}}} S_L$ $+ (P_{r,b} - P_{L,N_L}) S_L$ $+ \frac{\rho_{L,N_L} H_{L,N_L} S_L}{2} g$ $+ \frac{1}{2} \Delta P_{vis,L,N_L} S_L$ $= 0$	$\frac{L_{L,N_L}}{2} \dot{m}_{ref} \frac{d\dot{m}_{r,E}}{dt}$ $+ \frac{\frac{\rho_{r,b} \Omega_{r,b} + \rho_{r,h} \Omega_{r,h}}{\Omega_{r,b} + \Omega_{r,h}} S_L}{\dot{m}_{r,E}^2}$ $- \dot{m}_{r,E} \frac{\frac{1}{2}(\dot{m}_{L,N_L} + \dot{m}_{r,E})}{\frac{\rho_{L,N_L} \Omega_{L,N_L} + \rho_{r,b} \Omega_{r,b}}{\Omega_{L,N_L} + \Omega_{r,b}}} S_L$ $+ (P_{r,b} - P_{L,N_L}) S_L$ $+ \frac{\rho_{L,N_L} H_{L,N_L} S_L}{2} g$ $- \frac{1}{2} \Delta P_{vis,L,N_L} S_L$ $= 0$

(C.23)

Sortie du réservoir : entre les nœuds $P_{r,b}$ et P_{RE} (figure C.4) :

Si $\dot{m}_{r,E} \geq 0$		Si $\dot{m}_{r,E} < 0$
Si $\dot{m}_r \geq 0$	Si $\dot{m}_r < 0$	$\dot{m}_r < 0$
$\frac{L_{RE}}{2} \frac{d\dot{m}_{r,S}}{dt} \frac{1}{\dot{m}_{r,S}^2} \frac{1}{2}(\dot{m}_{r,S} + \dot{m}_{art})$ $+ \dot{m}_{r,S} \frac{\frac{\rho_{r,b} \Omega_{r,b} + \rho_{RE} \Omega_{RE}}{\Omega_{r,b} + \Omega_{RE}} S_{RE}}{\dot{m}_{r,S}^2}$ $- \frac{\frac{\rho_{L,N_L} \Omega_{L,N_L} + \rho_{r,b} \Omega_{r,b}}{\Omega_{L,N_L} + \Omega_{r,b}} S_{RE}}{\dot{m}_{r,S}^2}$ $+ (P_{RE} - P_{r,b}) S_{RE}$ $- \frac{\rho_{RE} H_{RE} S_{RE}}{2} g$ $+ \frac{1}{2} \Delta P_{vis,RE} S_{RE}$ $= 0$	$\frac{L_{RE}}{2} \frac{d\dot{m}_{r,S}}{dt} \frac{1}{\dot{m}_{r,S}^2} \frac{1}{2}(\dot{m}_{r,S} + \dot{m}_{art})$ $+ \dot{m}_{r,S} \frac{\frac{\rho_{r,b} \Omega_{r,b} + \rho_{RE} \Omega_{RE}}{\Omega_{r,b} + \Omega_{RE}} S_{RE}}{\dot{m}_{r,S}^2}$ $- \frac{\frac{\rho_{L,N_L} \Omega_{L,N_L} + \rho_{r,b} \Omega_{r,b} + \rho_{r,h} \Omega_{r,h}}{\Omega_{L,N_L} + \Omega_{r,b} + \Omega_{r,h}} S_{RE}}{\dot{m}_{r,S}^2}$ $+ (P_{RE} - P_{r,b}) S_{RE}$ $+ \frac{\rho_{RE} H_{RE} S_{RE}}{2} g$ $+ \frac{1}{2} \Delta P_{vis,RE} S_{RE}$ $= 0$	$\frac{L_{RE}}{2} \frac{d\dot{m}_{r,S}}{dt} \frac{1}{\dot{m}_{r,S}^2} \frac{1}{2}(\dot{m}_{r,S} + \dot{m}_{art})$ $+ \dot{m}_{r,S} \frac{\frac{\rho_{r,b} \Omega_{r,b} + \rho_{RE} \Omega_{RE}}{\Omega_{r,b} + \Omega_{RE}} S_{RE}}{\dot{m}_{r,S}^2}$ $- \frac{\frac{\rho_{r,b} \Omega_{r,b} + \rho_{r,h} \Omega_{r,h}}{\Omega_{r,b} + \Omega_{r,h}} S_{RE}}{\dot{m}_{r,S}^2}$ $+ (P_{RE} - P_{r,b}) S_{RE}$ $- \frac{\rho_{RE} H_{RE} S_{RE}}{2} g$ $+ \frac{1}{2} \Delta P_{vis,RE} S_{RE}$ $= 0$

(C.24)

Le nœud de la partie haute du réservoir de la figure C.4 doit prendre en entrée la valeur de la quantité de mouvement, notée M_r , correspondant aux entrée et sortie du réservoir. On détermine cette valeur en effectuant le bilan de quantité de mouvement du nœud de la partie basse, de pression uniforme $P_{r,b}$:

Si $\dot{m}_{r,E} \geq 0$		Si $\dot{m}_{r,E} < 0$
Si $\dot{m}_r \geq 0$	Si $\dot{m}_r < 0$	$\dot{m}_r < 0$
$M_r = \frac{\dot{m}_{r,E}^2}{\frac{\rho_{L,N_L} \Omega_{L,N_L} + \rho_{r,b} \Omega_{r,b}}{\Omega_{L,N_L} + \Omega_{r,b}} S_L}$ $- \frac{\frac{\rho_{L,N_L} \Omega_{L,N_L} + \rho_{r,b} \Omega_{r,b}}{\Omega_{L,N_L} + \Omega_{r,b}} S_{RE}}{\dot{m}_{r,S}^2}$	$M_r = \frac{\dot{m}_{r,E}^2}{\frac{\rho_{L,N_L} \Omega_{L,N_L} + \rho_{r,b} \Omega_{r,b}}{\Omega_{L,N_L} + \Omega_{r,b}} S_L}$ $- \frac{\frac{\rho_{L,N_L} \Omega_{L,N_L} + \rho_{r,b} \Omega_{r,b} + \rho_{r,h} \Omega_{r,h}}{\Omega_{L,N_L} + \Omega_{r,b} + \Omega_{r,h}} S_{RE}}{\dot{m}_{r,S}^2}$	$M_r = \frac{\dot{m}_{r,E}^2}{\frac{\rho_{r,b} \Omega_{r,b} + \rho_{r,h} \Omega_{r,h}}{\Omega_{r,b} + \Omega_{r,h}} S_L}$ $- \frac{\frac{\rho_{r,b} \Omega_{r,b} + \rho_{r,h} \Omega_{r,h}}{\Omega_{r,b} + \Omega_{r,h}} S_{RE}}{\dot{m}_{r,S}^2}$

(C.25)

A partir de l'équation (C.17), le bilan de quantité de mouvement de la partie haute, entre $P_{r,b}$ et $P_{r,h}$, s'écrit :

$$\frac{d(\dot{m}_r H_{l,r})}{dt} = M_r - \frac{\dot{m}_{lv,l}}{\rho_{v,r} S_{lv,r}} (\dot{m}_{lv,l} - \dot{m}_{\Sigma_{lv,l}}) + \oint_{\Sigma} P \vec{n}_i \cdot \vec{e}_x d\sigma - \rho_{l,r} g \int_0^{H_{l,r}} + \vec{F}_{vis} \cdot \vec{e}_x \quad (C.26)$$

On montre facilement que :

$$\frac{\dot{m}_{lv,l}}{\rho_{v,r} S_{lv,r}} = \frac{\dot{m}_{lv,r}}{\rho_{v,r} S_{lv,r}} + \frac{dH_{l,r}}{dt} \quad (C.27)$$

En utilisant le théorème du gradient, puis en supposant une variation linéaire de la pression, il vient :

$$\oint_{\Sigma} P \vec{n}_i \cdot \vec{e}_x d\sigma = - \int_0^{H_{l,r}} \frac{dP}{dx} S dx = \frac{P_{r,b} - P_{r,h}}{H_{l,r}} \int_0^{H_{l,r}} S dx \quad (C.28)$$

En considérant des pertes de charges moyennes dues aux forces de viscosité, on écrit plus simplement :

$$\vec{F}_{vis} \cdot \vec{e}_x = \mp \frac{|\Delta P_{vis,r}|}{H_{l,r}} \int_0^{H_{l,r}} S dx \quad (C.29)$$

On observe que les trois derniers termes de l'équation (C.26) dépendent d'une section équivalente, notée $S_{eq,r}$, définie par :

$$S_{eq,r} = \frac{1}{H_{l,r}} \int_0^{H_{l,r}} S dx \quad (C.30)$$

Finalement, le bilan de quantité de mouvement du liquide de la partie haute du réservoir s'écrit donc :

	Si $\dot{m}_{r,E} \geq 0$	Si $\dot{m}_{r,E} < 0$
Si $\dot{m}_r \geq 0$	Si $\dot{m}_r < 0$	$\dot{m}_r < 0$
$\frac{d(\dot{m}_r H_{l,r})}{dt}$	$\frac{d(\dot{m}_r H_{l,r})}{dt}$	$\frac{d(\dot{m}_r H_{l,r})}{dt}$
$+$ $\frac{\dot{m}_{r,S}^2}{\frac{\rho_{L,N_L} \Omega_{L,N_L} + \rho_{r,b} \Omega_{r,b}}{\Omega_{L,N_L} + \Omega_{r,b}} S_{RE}}$	$+$ $\frac{\dot{m}_{r,S}^2}{\frac{\rho_{L,N_L} \Omega_{L,N_L} + \rho_{r,b} \Omega_{r,b} + \rho_{r,h} \Omega_{r,h}}{\Omega_{L,N_L} + \Omega_{r,b} + \Omega_{r,h}} S_{RE}}$	$+$ $\frac{\dot{m}_{r,S}^2}{\frac{\rho_{r,b} \Omega_{r,b} + \rho_{r,h} \Omega_{r,h}}{\Omega_{r,b} + \Omega_{r,h}} S_{RE}}$
$-$ $\frac{\dot{m}_{r,E}^2}{\frac{\rho_{L,N_L} \Omega_{L,N_L} + \rho_{r,b} \Omega_{r,b}}{\Omega_{L,N_L} + \Omega_{r,b}} S_L}$	$-$ $\frac{\dot{m}_{r,E}^2}{\frac{\rho_{L,N_L} \Omega_{L,N_L} + \rho_{r,b} \Omega_{r,b}}{\Omega_{L,N_L} + \Omega_{r,b}} S_L}$	$-$ $\frac{\dot{m}_{r,E}^2}{\frac{\rho_{r,b} \Omega_{r,b} + \rho_{r,h} \Omega_{r,h}}{\Omega_{r,b} + \Omega_{r,h}} S_L}$
$+$ $\left(\frac{\dot{m}_{lv,r}}{\rho_{v,r} S_{lv,r}} + \frac{dH_{l,r}}{dt} \right) \dot{m}_{lv,r}$	$+$ $\left(\frac{\dot{m}_{lv,r}}{\rho_{v,r} S_{lv,r}} + \frac{dH_{l,r}}{dt} \right) \dot{m}_{lv,r}$	$+$ $\left(\frac{\dot{m}_{lv,r}}{\rho_{v,r} S_{lv,r}} + \frac{dH_{l,r}}{dt} \right) \dot{m}_{lv,r}$
$+$ $(P_{r,h} - P_{r,b}) S_{eq,r}$	$+$ $(P_{r,h} - P_{r,b}) S_{eq,r}$	$+$ $(P_{r,h} - P_{r,b}) S_{eq,r}$
$+$ $\rho_{l,r} g H_{l,r} S_{eq,r}$	$+$ $\rho_{l,r} g H_{l,r} S_{eq,r}$	$+$ $\rho_{l,r} g H_{l,r} S_{eq,r}$
$+$ $ \Delta P_{vis} S_{eq,r}$	$-$ $ \Delta P_{vis} S_{eq,r}$	$-$ $ \Delta P_{vis} S_{eq,r}$
$= 0$	$= 0$	$= 0$

(C.31)

2.4 Bilan d'énergie

2.4.1 Expression générale

L'expression générale intégrale du bilan d'énergie d'un volume de contrôle Ω s'écrit en fonction de l'enthalpie massique :

$$\frac{D}{Dt} \int_{\Omega} \rho h d\omega = \dot{Q}_{reçu} + \frac{D}{Dt} \int_{\Omega} P d\omega - \int_{\Omega} P div(\vec{v} - \vec{w}) d\omega + \int_{\Omega} \bar{\tau} : \bar{D} d\omega \quad (C.32)$$

En modélisation 1D, d'après l'équation (C.6), après simplification et en négligeant le travail des forces de viscosité, on obtient :

$$\frac{d}{dt} \int_L \rho h S dx = \dot{Q}_{re\grave{c}u} + \rho_E h_E (v_E - w_E) S_E - \rho_S h_S (v_S - w_S) S_S + \frac{d}{dt} \int_L P S dx + \int_{\Omega} (\vec{v} - \vec{w}) \cdot \vec{grad} P d\omega \quad (C.33)$$

Les hypothèses de la modélisation nodale implique :

– pour le premier terme :

$$\frac{d}{dt} \int_L \rho S dx = \frac{d(\rho h \Omega)}{dt} = \rho \Omega \frac{dh}{dt} + h \frac{d(\rho \Omega)}{dt} \quad (C.34)$$

En utilisant l'expression du bilan de masse (C.9), on obtient :

$$\frac{d}{dt} \int_L \rho S dx = \rho \Omega \frac{dh}{dt} + [(\dot{m}_E - \dot{m}_{\Sigma_E}) - (\dot{m}_S - \dot{m}_{\Sigma_S})] h \quad (C.35)$$

– pour les termes de transport :

$$\rho_E h_E (v_E - w_E) S_E - \rho_S h_S (v_S - w_S) S_S = (\dot{m}_E - \dot{m}_{\Sigma_E}) h_E - (\dot{m}_S - \dot{m}_{\Sigma_S}) h_S \quad (C.36)$$

– pour le dernier terme :

$$\int_{\Omega} (\vec{v} - \vec{w}) \cdot \vec{grad} P d\omega = \int_L (\vec{v} - \vec{w}) \cdot \vec{e}_x \frac{dP}{dx} S dx = (v_E - w_E)(P - P_E) S_E - (v_S - w_S)(P_S - P) S_S \quad (C.37)$$

Soit en introduisant les débits masse :

$$\int_{\Omega} (\vec{v} - \vec{w}) \cdot \vec{grad} P d\omega = (P - P_E) \frac{\dot{m}_E - \dot{m}_{\Sigma_E}}{\rho_E} - (P_S - P) \frac{\dot{m}_S - \dot{m}_{\Sigma_S}}{\rho_S} \quad (C.38)$$

Finalement, le bilan d'énergie s'écrit :

$$\begin{aligned} \rho \Omega \frac{dh}{dt} &= (\dot{m}_E - \dot{m}_{\Sigma_E})(h_E - h) + (\dot{m}_S - \dot{m}_{\Sigma_S})(h - h_S) + \dot{Q}_{re\grave{c}u} \\ &+ \frac{d(P\Omega)}{dt} + (P - P_E) \frac{\dot{m}_E - \dot{m}_{\Sigma_E}}{\rho_E} - (P_S - P) \frac{\dot{m}_S - \dot{m}_{\Sigma_S}}{\rho_S} \end{aligned} \quad (C.39)$$

Si le volume de contrôle est fixe, l'équation (C.39) se réduit à :

$$\rho \Omega \frac{dh}{dt} = \dot{m}_E (h_E - h) + \dot{m}_S (h - h_S) + \dot{Q}_{re\grave{c}u} + \Omega \frac{dP}{dt} + (P - P_E) \frac{\dot{m}_E}{\rho_E} - (P_S - P) \frac{\dot{m}_S}{\rho_S} \quad (C.40)$$

2.4.2 Application à la discrétisation du modèle

Les volumes de contrôle pour les bilans d'énergie, étant les mêmes que ceux pour les bilans de masse, sont fixes (à part dans la partie haute du réservoir).

2.4.2.1 Conduites :

Pour les conduites, on utilise donc l'équation (C.40). Cependant, la gestion des termes de transport fait intervenir un schéma numérique amont sur les enthalpies massiques. Ceux-ci dépendent donc du sens des écoulements amont et aval du nœud considéré.

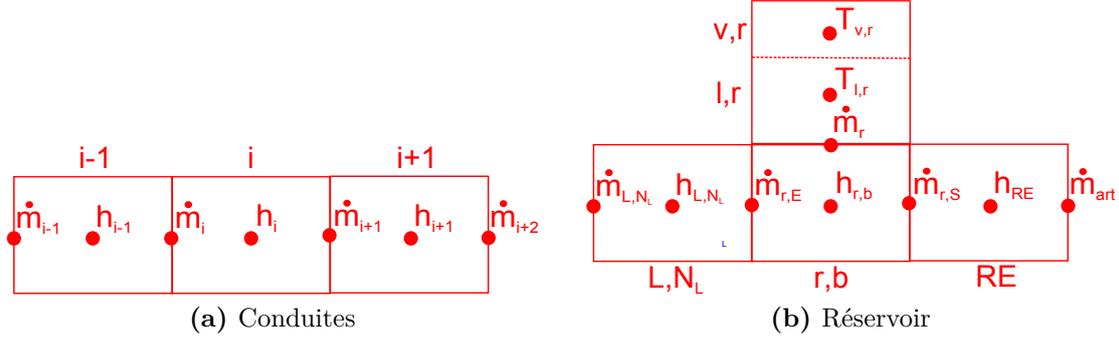


Figure C.5 – Discretisation pour les bilans d'énergie

Pour le volume « i » de la figure C.5a, le bilan d'énergie s'écrit alors :

Equation	Conditions
$\rho_i \Omega_i \frac{dh_i}{dt} = \dot{Q}_{reçu,i} + \dot{W}_{comp,i} + \dot{m}_i (h_{i-1} - h_i) + \dot{m}_{i+1} (h_i - h_{i+1})$	Si $\dot{m}_i \geq 0$, 0 sinon Si $\dot{m}_{i+1} < 0$, 0 sinon

(C.41)

avec :

$$\begin{aligned} \dot{W}_{comp,i} &= \Omega_i \frac{dP_i}{dt} + (P_i - P_k) \frac{\dot{m}_i}{\rho_k} + (P_{k+1} - P_i) \frac{\dot{m}_i}{\rho_{k+1}} \\ &= \Omega_i \frac{dP_i}{dt} + \frac{L_i}{L_{i-1} + L_i} \frac{\rho_k (P_{i-1} - P_i) \dot{m}_i}{\frac{\rho_{i-1} \Omega_{i-1} + \rho_i \Omega_i}{\Omega_{i-1} + \Omega_i}} + \frac{L_i}{L_i + L_{i+1}} \frac{(P_i - P_{i+1}) \dot{m}_{i+1}}{\frac{\rho_i \Omega_i + \rho_{i+1} \Omega_{i+1}}{\Omega_i + \Omega_{i+1}}} \end{aligned} \quad (C.42)$$

2.4.2.2 Réservoir :

Le réservoir est composé de deux parties distinctes qui sont traitées différemment dans la modélisation du fait de la différence des phénomènes.

Le bilan d'énergie de la partie basse du réservoir, ayant un volume constant, est écrit directement à partir de la relation (C.40). Cependant, il prend également en compte la bonne répartition des échanges due au schéma amont des termes d'advection (cf. annexe F). En outre, du fait de la modélisation différente de la partie haute du réservoir, les échanges thermiques entre les deux parties du réservoir sont écrits directement en températures (plutôt qu'en enthalpie)¹. On n'oublie pas l'hypothèse de pression uniforme, égale à $P_{r,b}$. Finalement, le bilan d'énergie du nœud « r,b » de la figure C.5b s'écrit :

Equation	Conditions
$\rho_{r,b} \Omega_{r,b} \frac{dh_{r,b}}{dt} = \dot{Q}_{reçu,r,b} + \dot{W}_{comp,r,b} + \dot{m}_{r,E} (h_{L,N_L} - h_{r,b}) + \dot{m}_{r,E} cpl (T_{r,b} - T_{l,r})$	Si $\dot{m}_{r,E} \geq 0$, 0 sinon Si $\dot{m}_{r,E} < 0$, 0 sinon

(C.43)

avec :

$$\dot{W}_{comp,r,b} = \Omega_{r,b} \frac{dP_{r,b}}{dt} \quad (C.44)$$

1. On rappelle que $dh = cpdT + \frac{1}{\rho}(1 - \beta T)dP$

Du fait de la présence de l'interface liquide/vapeur dont la position évolue au cours du temps, les volumes de contrôle des nœuds de la partie haute du réservoir ne sont pas fixes. On utilise donc la formule générale (C.39). En outre, de part notre modélisation, on utilise la température comme variable ¹.

La formule générale pour la phase liquide ($\beta = 0$) est alors :

$$\rho c p \Omega \frac{dT}{dt} = (\dot{m}_{\tilde{E}} - \dot{m}_{\tilde{\Sigma}_E}) c p_E (T_E - T) + (\dot{m}_{\tilde{S}} - \dot{m}_{\tilde{\Sigma}_S}) c p_S (T_S - T) + \dot{Q}_{re\dot{c}u} + P \frac{d\Omega}{dt} \quad (C.45)$$

Pour la phase vapeur ($\beta = 1/T$)², on obtient :

$$\begin{aligned} \rho c p \Omega \frac{dT}{dt} = & (\dot{m}_{\tilde{E}} - \dot{m}_{\tilde{\Sigma}_E}) c p_E (T_E - T) + (\dot{m}_{\tilde{S}} - \dot{m}_{\tilde{\Sigma}_S}) c p_S (T_S - T) + \dot{Q}_{re\dot{c}u} \\ & + \frac{d(P\Omega)}{dt} + (P - P_E) \frac{\dot{m}_{\tilde{E}} - \dot{m}_{\tilde{\Sigma}_E}}{\rho_E} + (P_S - P) \frac{\dot{m}_{\tilde{S}} - \dot{m}_{\tilde{\Sigma}_S}}{\rho_S} \end{aligned} \quad (C.46)$$

Le bilan d'énergie du nœud « l,r » de la figure C.5b nous donne à partir de la relation (C.45) et en introduisant la fraction volumique de vapeur dans le réservoir α (cf. annexe F) :

Equation	Conditions
$\begin{aligned} \rho_{l,r} c p_{l,r} (1 - \alpha) \Omega_r \frac{dT_{l,r}}{dt} = & \\ \dot{Q}_{re\dot{c}u,l,r} + \dot{W}_{comp,l,r} & \\ + \dot{m}_r c p_{l,r} (T_{r,b} - T_{l,r}) & \\ - \dot{m}_{lv,r} h_{lv} & \end{aligned}$	$\begin{aligned} & \text{Si } \dot{m}_r \geq 0, 0 \text{ sinon} \\ & \text{Si } \dot{m}_{lv,r} < 0, 0 \text{ sinon} \end{aligned}$

avec :

$$\dot{W}_{comp,l,r} = \frac{P_{l,r} - P_{r,b}}{2} \Omega_r \frac{d\alpha}{dt} + \frac{P_{r,b} - P_{l,r}}{2} \frac{\dot{m}_{lv,r}}{\rho_{l,r}} \quad (C.48)$$

Le bilan d'énergie du nœud « v,r » de la figure C.5b nous donne à partir de la relation (C.46) :

Equation	Conditions
$\begin{aligned} \rho_{v,r} c p_{v,r} \alpha \Omega_r \frac{dT_{v,r}}{dt} = & \\ \dot{Q}_{re\dot{c}u,v,r} + \dot{W}_{comp,v,r} & \\ - \dot{m}_{lv,r} h_{lv} & \end{aligned}$	$\text{Si } \dot{m}_{lv,r} \geq 0, 0 \text{ sinon}$

avec :

$$\dot{W}_{comp,v,r} = \Omega_r \frac{d(P_{v,r} \alpha)}{dt} \quad (C.50)$$

2. La vapeur est considérée comme un gaz parfait

Annexe D

Méthode nodale et analogie électrique

1 Fondement de l'analogie électrique

Comme l'explique très bien Cortès et Blot [CB99], de nombreux systèmes sont gouvernés par des équations différentielles avec coefficients constants, qui sont mathématiquement équivalentes. Bien que la Physique prédomine sur les mathématiques lorsqu'on aborde un nouveau concept physique, des comportements équivalents de certaines variables dans les systèmes d'équations peuvent être mis en évidence.

Ainsi, des systèmes thermiques, mécaniques, hydrauliques ou d'autres encore peuvent être généralement comparés à des systèmes électriques, pour lesquels un traitement numérique a déjà été largement développé. L'analogie classique s'appuie habituellement sur une comparaison de variables de contrainte et de flux (tableau D.1).

Champ d'application	Variables de contraintes	Variables de flux
Electrique	Tension	Courant
Transferts thermiques	Température	Flux thermique
Hydraulique	Pression	Débit
Mécanique (translation)	Force	Vitesse
Mécanique (rotation)	Moment de torsion	Vitesse angulaire

Table D.1 – Analogie électrique classique

A partir de cette analogie, le stockage d'énergie peut être classiquement décrit par l'intermédiaire d'éléments dissipatifs, potentiels ou inertiels. Ceux-ci sont respectivement appelés résistance, capacité et inductance.

2 Méthode nodale appliquée au transfert de chaleur

2.1 Principe

La méthode nodale se base sur une discrétisation en volumes finis du système étudié. Dans le cas de transferts de chaleur, chaque volume est considéré isotherme et possède en son centre, le nœud, une capacité thermique C et un certain nombre de sources de chaleur. Classiquement, chaque capacité thermique est de la forme : $C = \rho c p \Omega$. Le flux échangé

entre deux nœuds adjacents « i » et « j » est écrit sous la forme générale : $\dot{Q}_{ij} = G_{ij}(T_j - T_i)$, où G_{ij} est appelée conductance thermique. Dès lors, le bilan d'énergie du nœud « i » s'écrit :

$$C_i \frac{dT_i}{dt} = \sum_j G_{ij}(T_j - T_i) + \sum_k \dot{Q}_{i,k} \quad (\text{D.1})$$

Cette équation est comparable à l'équation différentielle vérifiée par la tension pour un système électrique :

$$C_i \frac{dV_i}{dt} = \sum_j G_{ij}(V_j - V_i) + \sum_k J_{i,k} \quad (\text{D.2})$$

Le concept d'analogie électrique est d'utiliser la similarité entre ces deux équations afin de résoudre des problèmes thermiques de la même manière que des problèmes électriques. En outre, un réseau thermique peut être construit de la même façon qu'un réseau électrique classique, comme illustré en figure D.1.

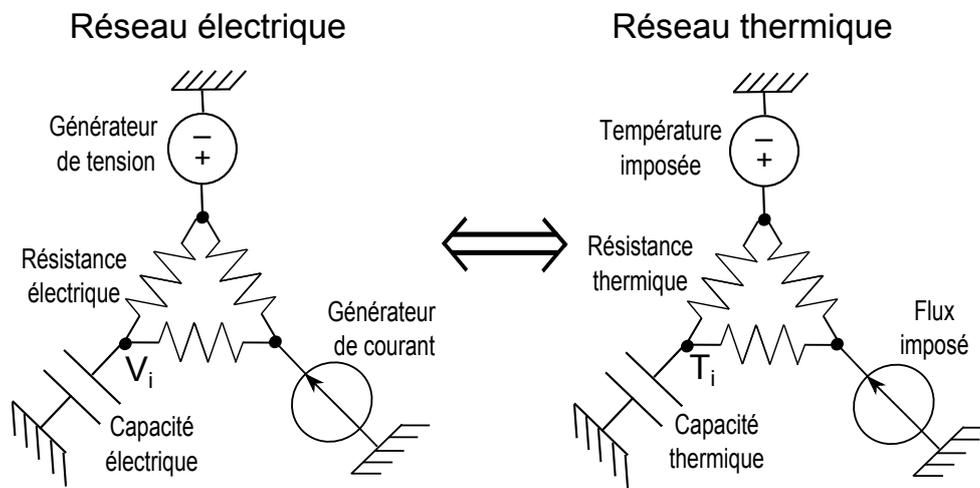


Figure D.1 – Analogie des réseaux électrique et thermique

2.2 Conductances thermiques classiques

Chaque type de transfert thermique : conduction, convection et rayonnement est analysé et génère une conductance définie en régime permanent. Le tableau D.2 résume les expressions des conductances pour ces différents transferts.

2.3 Notion de conductance fluide

Dans le cas d'un écoulement fluide, un schéma numérique amont a été privilégié afin de modéliser les transferts d'énergie relatif au transferts de masse (cf. chapitre III, par exemple).

2.3.1 Cas d'un écoulement unidirectionnel

Dans le cas où l'écoulement ne peut s'effectuer que dans un sens, la méthode nodale associée au schéma numérique amont nous donne pour le bilan d'énergie du nœud « i » :

$$\rho_i \Omega_i \frac{dh_i}{dt} = \dot{m}_i (h_{i-1} - h_i) + \dot{Q}_{reçu,i} \quad (\text{D.3})$$

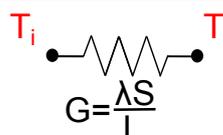
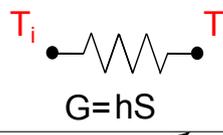
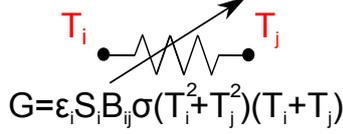
Transfert de chaleur	Expression de la conductance	Réseau associé
Conduction	$G = \frac{\lambda S}{L}$ (en cartésien)	
Convection	$G = hS$	
Rayonnement	$G = \epsilon_i S_i B_{ij} \sigma (T_j^2 + T_i^2)(T_j + T_i)$	

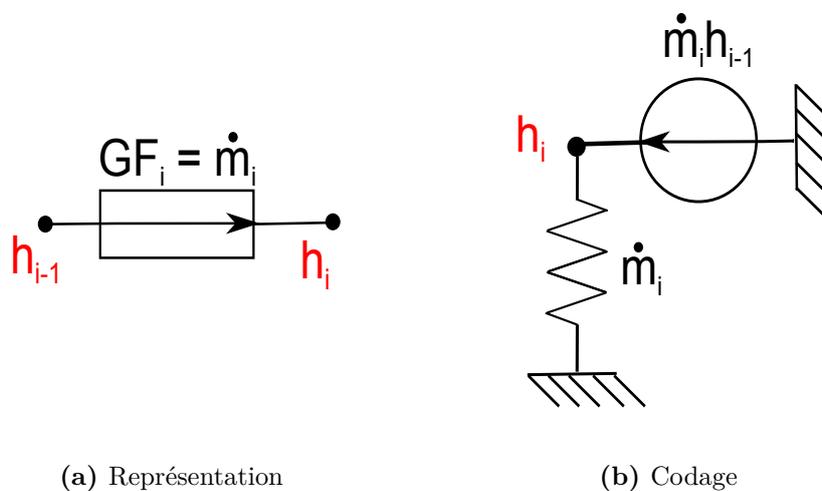
Table D.2 – Conductances thermiques classiques

On observe ainsi qu'à cause du schéma amont, le transfert d'énergie n'est pas réciproque : il ne va que de h_{i-1} vers h_i , et pas l'inverse. On introduit de ce fait la notion de conductance fluïdique GF , qui diffère des conductances classiques du tableau D.2 modélisant des transferts réciproques entre les nœuds adjacents. Dans le cas de l'équation (D.3), celle-ci correspond simplement à :

$$GF_i = \dot{m}_i \quad (D.4)$$

Cette conductance GF est généralement représentée schématiquement par la figure D.2a dans l'analogie électrique. Sous ESACAPTM, elle est construite suivant la relation suivante, illustrée par la figure D.2b :

$$GF_i \cdot (h_{i-1} - h_i) = \underbrace{\dot{m}_i}_{G_i} (0 - h_i) + \underbrace{\dot{m}_i h_{i-1}}_{QS_i} \quad (D.5)$$

Figure D.2 – Représentation et codage sous ESACAPTM d'une conductance fluïdique GF

2.3.2 Cas d'un écoulement pouvant changer de sens

Dans le cas où l'écoulement change de sens durant certaines phases transitoires, le bilan d'énergie du volume « i » s'écrit sous la forme suivante, pour respecter le schéma amont :

$$\rho_i \Omega_i \frac{dh_i}{dt} = \underbrace{\dot{m}_i (h_{i-1} - h_i)}_{\text{si } \dot{m}_i \geq 0} + \underbrace{\dot{m}_{i+1} (h_i - h_{i+1})}_{\text{si } \dot{m}_{i+1} < 0} + \dot{Q}_{reçu,i} \quad (\text{D.6})$$

On modélise dans ce cas le transfert thermique par l'intermédiaire d'une nouvelle conductance fluïdique GF^{\leftrightarrow} regroupant les deux conductances fluïdiques GF comme définies précédemment et illustrées sur la figure D.3a, qui correspondent aux deux termes de l'équation (D.6). La valeur de cette conductance GF^{\leftrightarrow} correspond au doublet suivant :

$$GF^{\leftrightarrow} = (\dot{m}_i, \dot{m}_{i+1}) \quad (\text{D.7})$$

Sous ESACAPTM, celle-ci est construite suivant la relation suivante, illustrée schématiquement par la figure D.3b :

$$GF^{\leftrightarrow} \cdot \begin{pmatrix} h_{i-1} - h_i \\ h_i - h_{i+1} \end{pmatrix} = \underbrace{\left(\overbrace{\dot{m}_i}^{\text{si } \dot{m}_i \geq 0} - \overbrace{\dot{m}_{i+1}}^{\text{si } \dot{m}_{i+1} < 0} \right)}_{G_i} (0 - h_i) + \underbrace{\left(\overbrace{\dot{m}_i h_{i-1}}^{\text{si } \dot{m}_i \geq 0} - \overbrace{\dot{m}_{i+1} h_{i+1}}^{\text{si } \dot{m}_{i+1} < 0} \right)}_{QS_i} \quad (\text{D.8})$$

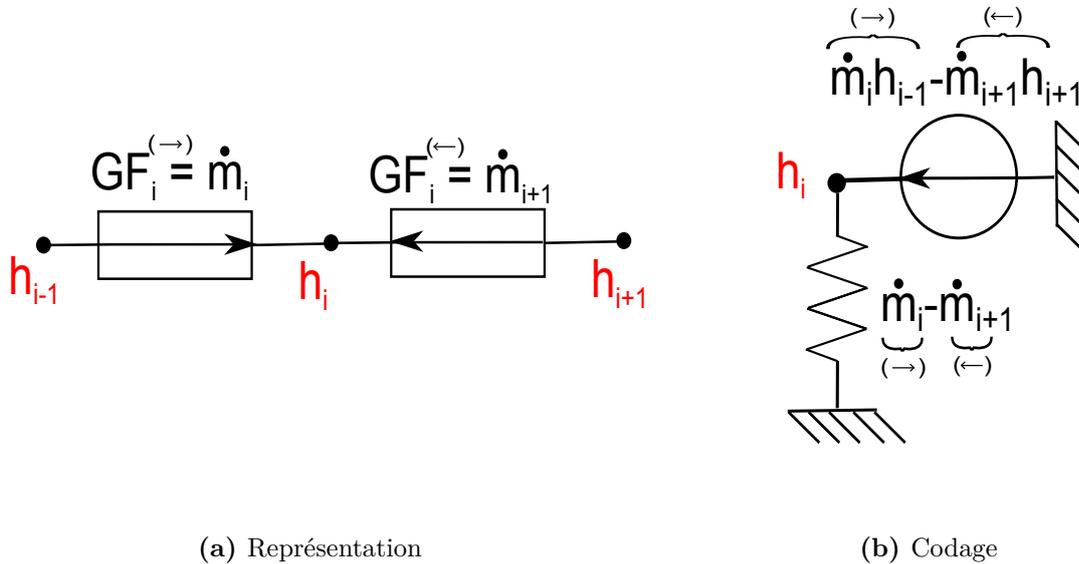


Figure D.3 – Représentation et codage sous ESACAPTM d'une conductance fluïdique GF^{\leftrightarrow}

2.3.3 Cas des sorties du réservoir (modèle multi-évaporateurs)

Au niveau des sorties du réservoir, durant les phases transitoires, certains écoulements peuvent changer de sens (cf. annexe F). Pour les deux premières sorties (la troisième étant traitée différemment - cf. chapitre VI), le bilan d'énergie dépend des débits amont \dot{m}_E et

de sortie \dot{m}_S de la sortie considérée, ainsi que des enthalpies massiques adjacentes h_{i-1} et h_{i+1} . Pour le volume de sortie « i », il peut s'écrire sous la forme :

$$C_i \frac{dh_i}{dt} = \dot{m}_{i-1}h_{i-1} + \dot{m}_{i+1}h_{i+1} - \dot{m}_S h_i + \dot{Q}_i \quad (D.9)$$

avec \dot{m}_{i-1} et \dot{m}_{i+1} définis par :

Si $\dot{m}_E \geq 0$		Si $\dot{m}_E < 0$	(D.10)
Si $\dot{m}_E \geq \dot{m}_S$	Si $\dot{m}_E < \dot{m}_S$	$\dot{m}_E < \dot{m}_S$	
$\dot{m}_{i-1} = \dot{m}_S$	$\dot{m}_{i-1} = \dot{m}_E$	$\dot{m}_{i-1} = 0$	
$\dot{m}_{i+1} = 0$	$\dot{m}_{i+1} = \dot{m}_S - \dot{m}_E$	$\dot{m}_{i+1} = \dot{m}_S$	

On modélise dans ce cas une conductance fluïdique spécifique $GF^{r\leftrightarrow}$, illustrée sur la figure D.4a, correspondant au doublet suivant :

$$GF^{r\leftrightarrow} = (\dot{m}_E, \dot{m}_S) \quad (D.11)$$

Sous ESACAPTM, celle-ci est construite par la relation suivante, illustrée schématiquement par la figure D.4b :

$$GF^{r\leftrightarrow} \cdot (h_{i-1}, h_i, h_{i+1}) = \underbrace{\dot{m}_S}_{G_i} (0 - h_i) + \underbrace{\dot{m}_{i-1}h_{i-1} + \dot{m}_{i+1}h_{i+1}}_{Q_{S_i}} \quad (D.12)$$

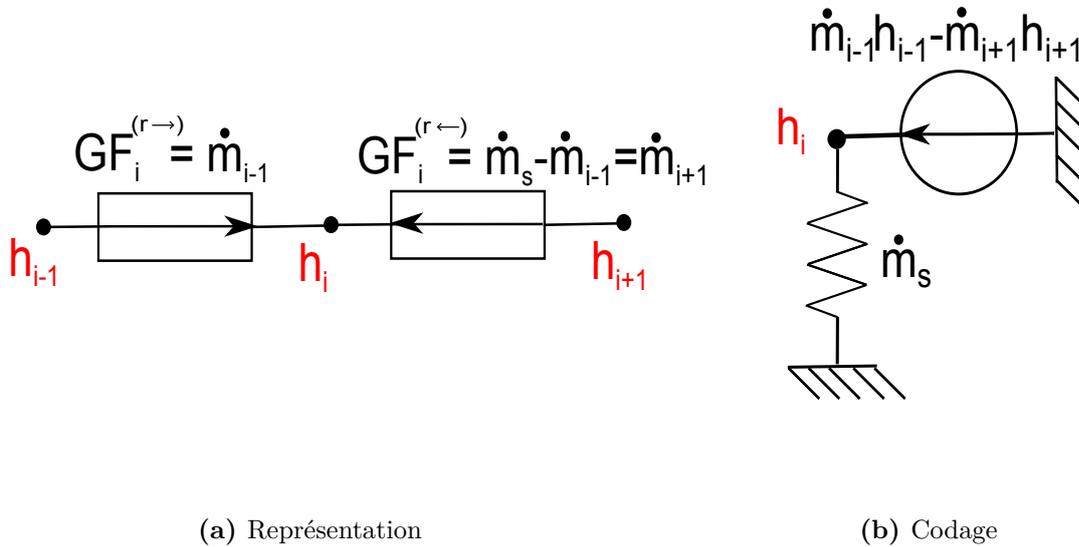


Figure D.4 – Représentation et codage sous ESACAPTM d'une conductance fluïdique $GF^{r\leftrightarrow}$

Annexe E

Construction des tables de propriétés thermodynamiques

La gestion numérique du changement de phase exposée au chapitre III implique de construire les tables 2D des différentes propriétés thermodynamiques en fonction de l'enthalpie massique h et la pression P . Cependant, les corrélations usuelles sont monophasiques et dépendent le plus souvent de la température. L'objet de l'annexe est de présenter le détail de la construction des nouvelles tables numériques et de donner quelques représentations graphiques des « nappes » de propriétés en fonction de h et P .

1 Construction de la table $T(h, P)$

Avant tout, on a besoin d'évaluer la température en fonction des nouvelles variables de calculs. Pour cela, on construit tout d'abord la table $h(T, P)$ à partir des tables usuelles. Ensuite, à l'aide d'un programme FORTRAN simple, il suffit d'inverser cette table pour obtenir celle de $T(h, P)$.

1.1 Tables courantes

Afin d'évaluer h en fonction de T et P , on dispose des tables des corrélations usuelles suivantes :

- les chaleurs spécifiques liquide et vapeur en fonction de la température : $cp_l(T)$, $cp_v(T)$,
- la température de saturation en fonction de la pression : $T_{sat}(P)$,
- la chaleur latente en fonction de la température : $h_{lv}(T)$.

La manière de construire la table $h(T, P)$ est d'évaluer la fonction $h(T)$ pour chaque pression P donnée. On traite ensuite les différentes phases comme exposé ci-après.

1.2 Phase liquide

Pour une température inférieure à la température de saturation, le fluide est sous phase liquide. Son enthalpie massique s'exprime alors :

$$h_l(T, P) = \int_{T_{ref}}^T cp_l(T) dT, \text{ si } T < T_{sat}(P) \quad (\text{E.1})$$

avec T_{ref} la température du point triple, pour laquelle l'enthalpie massique est nulle.

De la même manière, on peut évaluer l'enthalpie liquide de saturation pour une pression donnée par :

$$h_{l,sat}(P) = \int_{T_{ref}}^{T_{sat}(P)} c_{pl}(T) dT \quad (\text{E.2})$$

1.3 Changement de phase

Durant le changement de phase, l'énergie échangée correspond à la chaleur latente. Ceci nous permet d'évaluer l'enthalpie vapeur de saturation :

$$h_{v,sat}(P) = h_{l,sat}(P) + h_{lv}(T_{sat}(P)) \quad (\text{E.3})$$

1.4 Phase vapeur

Finalement, pour des températures supérieures à la température de saturation, le fluide est sous phase vapeur et son enthalpie massique est donnée par :

$$h_v(T, P) = h_{v,sat}(P) + \int_{T_{sat}(P)}^T c_{pv}(T) dT, \text{ si } T > T_{sat}(P) \quad (\text{E.4})$$

1.5 Représentation graphique

La figure E.1 illustre la fonction $T(h, P)$ pour le méthanol construite à partir de la méthode exposée précédemment.

2 Construction des tables de propriétés thermodynamiques

Les tables de propriétés thermophysiques sont également construites par l'intermédiaire d'un programme FORTRAN.

2.1 Tables courantes

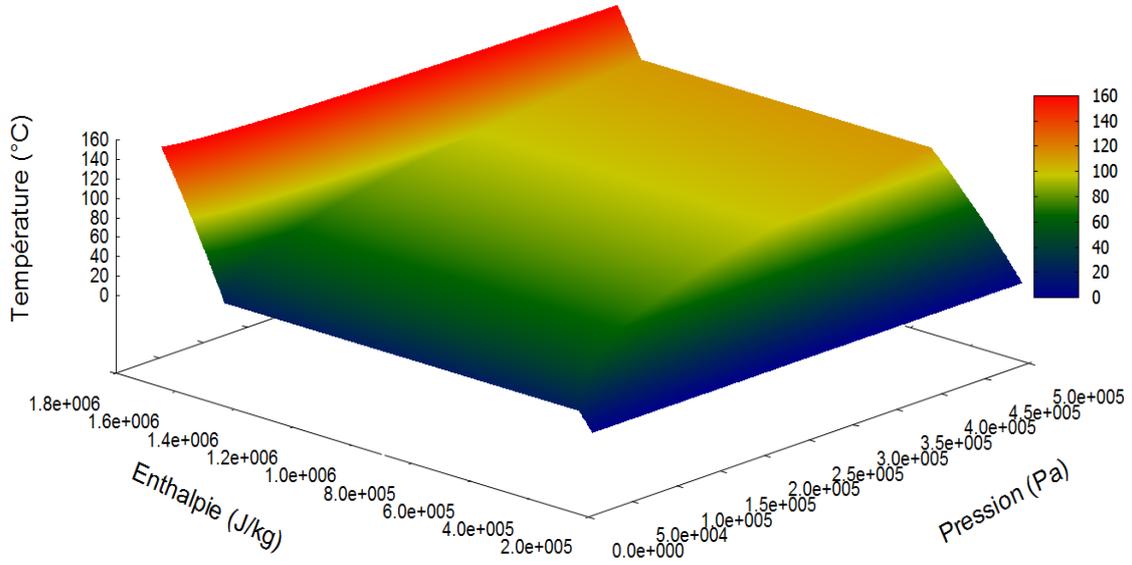
Alors que ces propriétés sont évaluées par les corrélations monophasiques (en fonction de la température) lorsque le fluide est liquide ou vapeur, en écoulement diphasique elles sont évaluées en fonction de la fraction massique de vapeur x , dépendant directement de h et P par la relation (III.4). On dispose en outre maintenant des tables $T(h, P)$, $h_{l,sat}(P)$ et $h_{v,sat}(P)$.

Dans l'explication suivante de la construction des tables de propriétés en fonction de h et P , on prend comme exemple celui de la masse volumique. Cependant, la méthode est bien entendu appliquée pour toutes les propriétés.

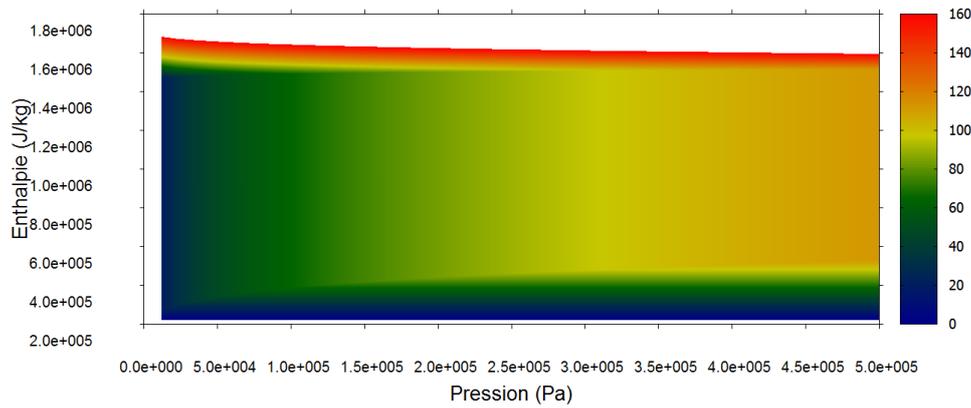
2.2 Construction

Pour $h \leq h_{l,sat}(P)$, le fluide est sous phase liquide et on a :

$$\rho(h, P) = \rho_l(T(h, P)) \quad (\text{E.5})$$



(a) Surface 3D



(b) Projection 2D

Figure E.1 – Température en fonction de h et P (méthanol)

Lors du changement de phase ($h_{l,sat}(P) \leq h \leq h_{v,sat}(P)$), on applique le modèle choisi pour le mélange homogène :

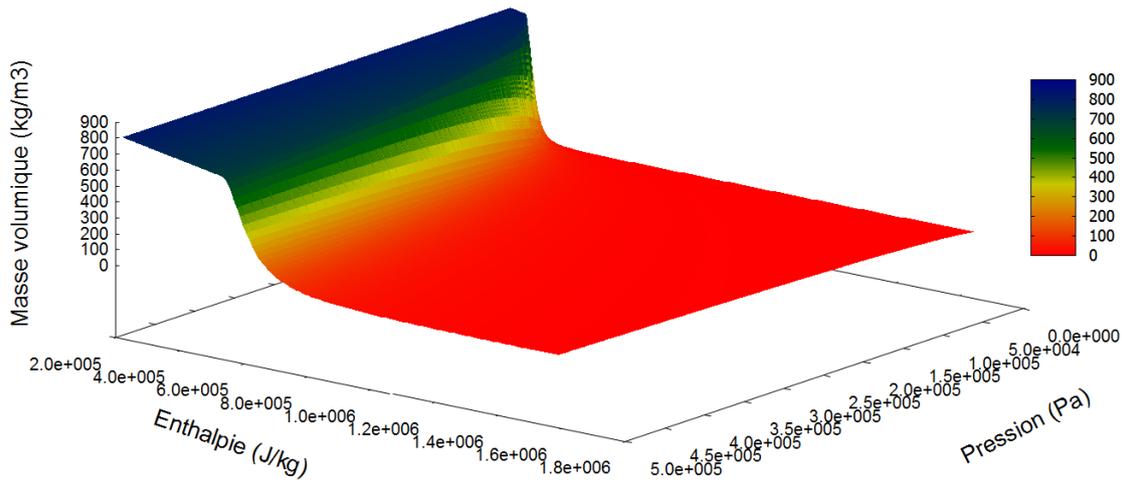
$$\rho(h, P) = \rho_{lv}(x(h, P), \rho_v(T_{sat}(P)), \rho_l(T_{sat}(P))) \quad (\text{E.6})$$

Enfin pour la phase vapeur ($h \geq h_{v,sat}(P)$), on a simplement :

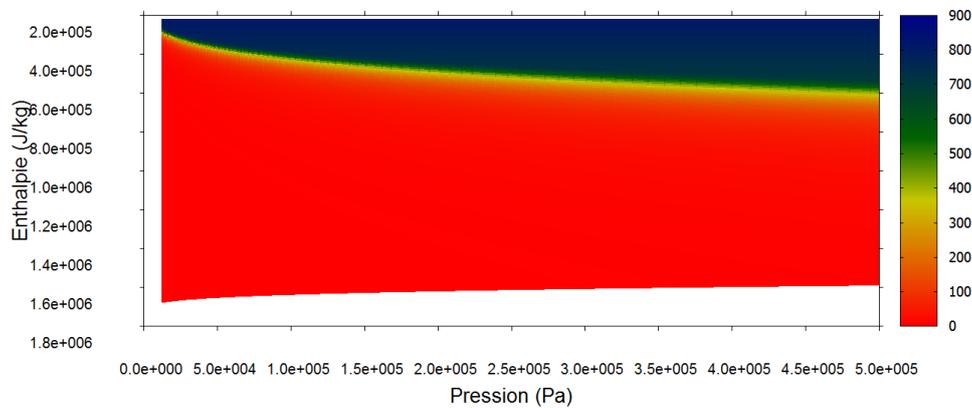
$$\rho(h, P) = \rho_v(T(h, P)) \quad (\text{E.7})$$

2.3 Représentations graphiques

Les figures E.2 et E.3 représentent respectivement les « nappes » de la masse volumique et de la viscosité dynamique en fonction des variables h et P pour le méthanol.



(a) Surface 3D



(b) Projection 2D

Figure E.2 – Masse volumique en fonction de h et P (méthanol)

3 Propriétés thermophysiques monophasiques du méthanol

L'ensemble des expressions utilisées pour les propriétés thermophysiques du méthanol est issu de la base de données *Component Plus* du groupe *ProSim*.

Chaleur spécifique

Liquide

$$c_{p_l}(T) = \frac{105800 - 362,23(T + 273,15) + 0,9379(T + 273,15)^2}{32,042}$$

Vapeur

$$c_{p_v}(T) = \frac{39252 + 87900 \left(\frac{1915,5}{\sinh\left(\frac{T+273,15}{1916,5}\right)} \right)^2 + 53654 \left(\frac{896,7}{\cosh\left(\frac{896,7}{T+273,15}\right)} \right)^2}{32,042}$$

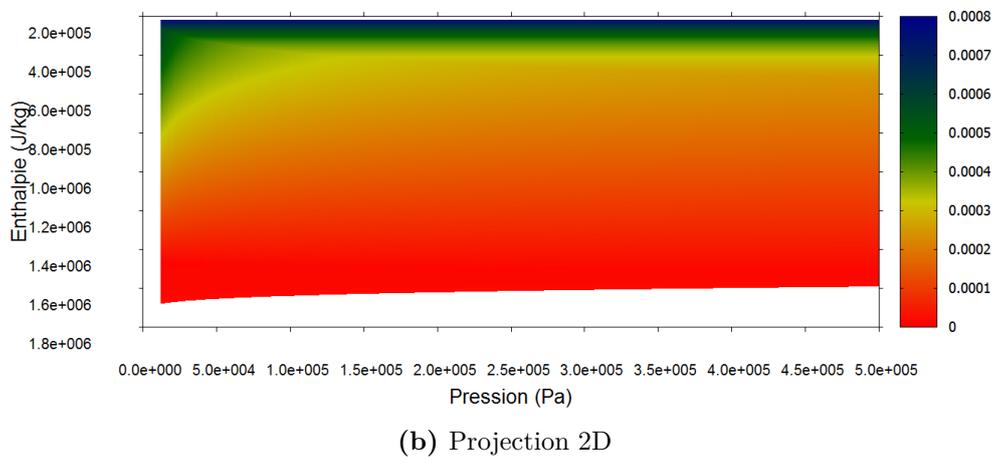
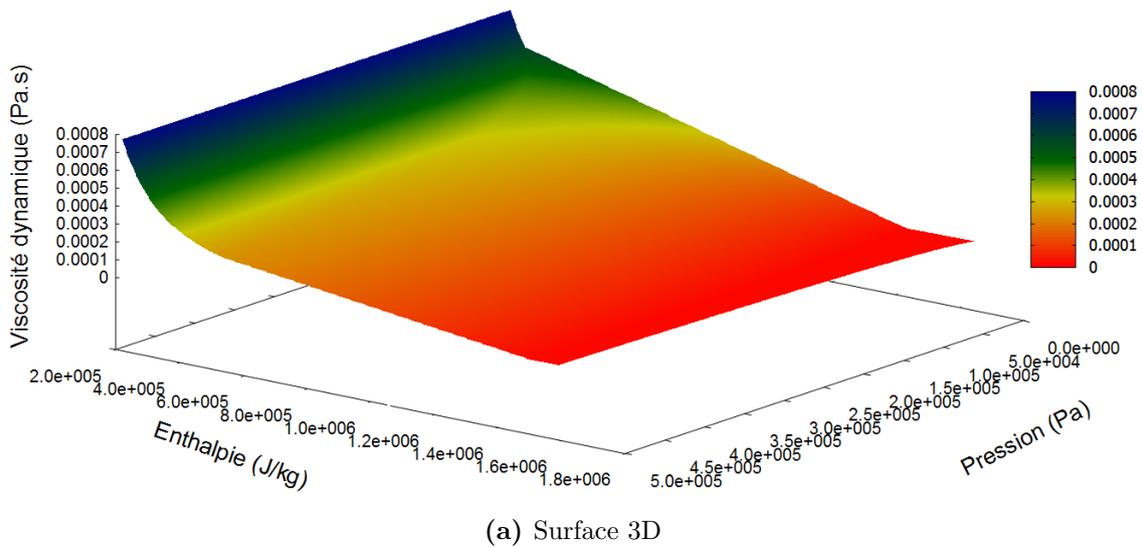


Figure E.3 – Viscosité dynamique en fonction de h et P (méthanol)

Masse volumique

Liquide

$$\rho_l(T) = 32,042 \frac{2,288}{0,2685 \left[1 + \left(1 - \frac{T+273,15}{512,64} \right)^{0,2453} \right]}$$

Vapeur

$$\rho_v(T, P) = 0,032042 \frac{P}{8,314(T + 273,15)}$$

Conductivité thermique

Liquide

$$\lambda_l(T) = 0,2837 - 0,000281(T + 273,15)$$

Vapeur

$$\lambda_v(T) = \frac{-7,763(T + 273,15)^{1,0279}}{1 - \frac{74360000}{T+273,15} + \frac{6770000000}{(T+273,15)^2}}$$

Viscosité dynamique*Liquide*

$$\mu_l(T) = \exp\left(-25,317 + \frac{1789,2}{T + 273,15} + 2,069 \cdot \ln(T + 273,15)\right)$$

Vapeur

$$\mu_v(T) = \frac{0,00000030663(T + 273,15)^{0,69655}}{1 + \frac{205}{T+273,15}}$$

Température de saturation

$$T_{sat}(P) = -0,000003415089 \cdot [\ln(10^{-5} \cdot P)]^6 + 0,0005093155 [\ln(10^{-5} \cdot P)]^5 + 0,01456221 [\ln(10^{-5} \cdot P)]^4 + 0,1945111 [\ln(10^{-5} \cdot P)]^3 + 2,150536 [\ln(10^{-5} \cdot P)]^2 + 25,31895 \cdot \ln(10^{-5} \cdot P) + 64,11648$$

Chaleur latente

$$h_{lv}(T) = \frac{52390000 \left(1 - \frac{T+273,15}{512,64}\right)^{0,3682}}{32,042}$$

Annexe F

Complément de modélisation du réservoir

1 Gestion des échanges d'énergie suivant le sens des écoulements

La répartition des débits masse à l'intérieur du réservoir (par le biais des différents écoulements considérés : globaux et entre les deux parties du réservoir) influence les échanges de chaleur reçus par les deux parties du réservoir, ainsi que les sorties du réservoir. On peut distinguer trois cas différents suivant les sens des écoulements dans la boucle et entre les deux parties du réservoir.

1.1 Modèle de boucle mono-évaporateur

Premier cas : $\dot{m}_{r,E} \geq 0$ et $\dot{m}_{r,E} \geq \dot{m}_{r,S}$ (i.e. $\dot{m}_r \geq 0$)

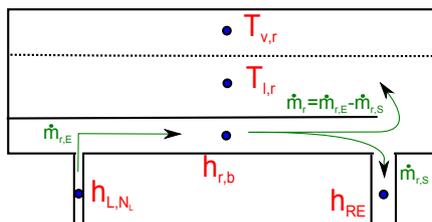


Figure F.1 – Echanges d'énergie au réservoir (premier cas)

Dans ce premier cas, le système fonctionne bien et le débit à l'entrée du réservoir est suffisant pour alimenter entièrement l'évaporateur. La différence de débit entre l'entrée et la sortie est alors directement répercutée sur la partie haute du réservoir.

Les échanges se font donc ici de la partie basse du réservoir (enthalpie $h_{r,b}$) vers la sortie du réservoir (enthalpie h_{RE}) avec un débit sortant $\dot{m}_{r,S}$ et de la partie basse du réservoir (enthalpie $h_{r,b}$) vers la partie haute (température $T_{l,r}$) avec un débit $\dot{m}_r = \dot{m}_{r,E} - \dot{m}_{r,S}$ (figure F.1).

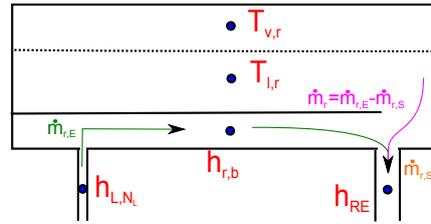


Figure F.2 – Echanges d'énergie au réservoir (deuxième cas)

Deuxième cas : $\dot{m}_{r,E} \geq 0$ et $\dot{m}_{r,E} < \dot{m}_{r,S}$ (i.e. $\dot{m}_r < 0$)

Dans ce deuxième cas, le système fonctionne encore dans le bon sens, mais le débit à l'entrée du réservoir est néanmoins insuffisant pour alimenter complètement l'évaporateur. C'est donc le liquide contenu dans la partie haute du réservoir qui complète le débit restant. Cela peut se produire lors des transitoires fortes d'échelons descendants de puissance par exemple.

Les échanges se font donc cette fois-ci de la partie basse du réservoir (enthalpie $h_{r,b}$) vers la sortie du réservoir (enthalpie h_{RE}) avec un débit égal au débit entrant $\dot{m}_{r,E}$, et de la partie haute (température $T_{l,r}$) vers la sortie (enthalpie h_{RE}) avec le débit manquant $\dot{m}_r = \dot{m}_{r,S} - \dot{m}_{r,E}$ (figure F.2).

Troisième cas : $\dot{m}_{r,E} < 0$ et $\dot{m}_{r,E} < \dot{m}_{r,S}$ (i.e. $\dot{m}_r < 0$)

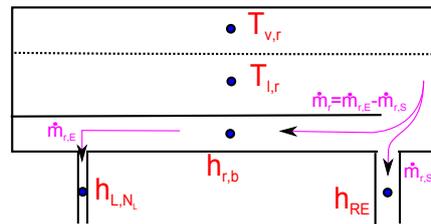


Figure F.3 – Echanges d'énergie au réservoir (troisième cas)

Dans ce troisième cas, le système ne fonctionne plus normalement, puisque l'entrée du réservoir devient en quelque sorte une deuxième sortie. La partie haute du réservoir fournit en liquide à la fois l'évaporateur et la ligne liquide. Cela peut se produire lors des transitoires extrêmement fortes d'échelons descendants de puissance par exemple.

Les échanges se font donc ici de la partie haute (température $T_{l,r}$) vers la partie basse (enthalpie $h_{r,b}$) avec un débit $\dot{m}_{r,E}$, et de la partie haute (température $T_{l,r}$) vers la sortie du réservoir (enthalpie h_{RE}) avec le débit de sortie $\dot{m}_{r,S}$ (figure F.3).

1.2 Modèle de boucle multi-évaporateurs

Première sortie

Premier cas : $\dot{m}_{r,E} \geq 0$ et $\dot{m}_{r,E} \geq \dot{m}_{r,S1}$ (i.e. $\dot{m}_{r,1} \geq 0$)

Dans ce premier cas, le système fonctionne bien et le débit à l'entrée du réservoir est suffisant pour alimenter entièrement l'évaporateur n°1. La différence de débit entre l'entrée et la sortie est alors répercutée sur l'aval de cette première sortie.

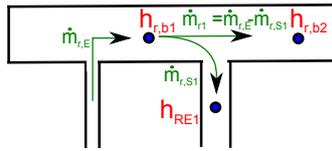


Figure F.4 – Echanges d'énergie au niveau de la première sortie du réservoir (premier cas)

Les échanges se font donc ici du premier nœud de partie basse du réservoir (enthalpie $h_{r,b1}$) vers la sortie du réservoir (enthalpie h_{RE1}) avec un débit sortant $\dot{m}_{r,S1}$ et du nœud 1 (enthalpie $h_{r,b1}$) vers le nœud 2 de la partie basse du réservoir (enthalpie $h_{r,b2}$) avec un débit $\dot{m}_{r,1} = \dot{m}_{r,E} - \dot{m}_{r,S1}$ (figure F.4).

Deuxième cas : $\dot{m}_{r,E} \geq 0$ et $\dot{m}_{r,E} < \dot{m}_{r,S1}$ (i.e. $\dot{m}_{r,1} < 0$)

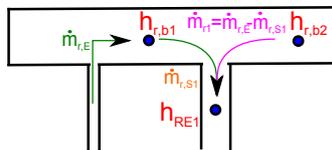


Figure F.5 – Echanges d'énergie au niveau de la première sortie du réservoir (deuxième cas)

Dans ce deuxième cas, le système fonctionne encore dans le bon sens, mais le débit à l'entrée du réservoir est néanmoins insuffisant pour alimenter complètement l'évaporateur n°1. C'est donc le liquide contenu dans la partie haute du réservoir (via le nœud 2 de la partie basse) qui complète le débit restant. Cela peut se produire lors de phases transitoires fortes d'échelons descendants de puissance par exemple.

Les échanges se font donc cette fois-ci du nœud 1 de la partie basse du réservoir (enthalpie $h_{r,b1}$) vers la sortie du réservoir (enthalpie h_{RE1}) avec un débit égal au débit entrant $\dot{m}_{r,E}$ et du nœud 2 de la partie basse (enthalpie $h_{r,b2}$) vers la sortie (enthalpie h_{RE1}) avec le débit manquant $\dot{m}_{r,1} = \dot{m}_{r,S1} - \dot{m}_{r,E}$ (figure F.5).

Troisième cas : $\dot{m}_{r,E} < 0$

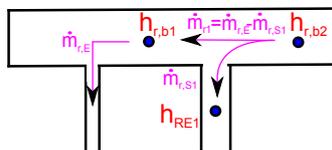


Figure F.6 – Echanges d'énergie au niveau de la première sortie du réservoir (troisième cas)

Dans ce troisième cas, le système ne fonctionne plus normalement, puisque l'entrée du réservoir devient en quelque sorte une autre sortie. La partie haute du réservoir fournit en liquide l'évaporateur n°1 et la ligne liquide. Cela peut se produire lors de transitoires extrêmement fortes d'échelons descendants de puissance par exemple.

Les échanges se font ici de la partie haute, via le nœud 2 de la partie basse (enthalpie $h_{r,b2}$) vers le nœud 1 de la partie basse (enthalpie $h_{r,b1}$) avec un débit $\dot{m}_{r,E}$ et de la partie haute, toujours via le nœud 2 (enthalpie $h_{r,b2}$), vers la sortie du réservoir (enthalpie h_{RE1}) avec le débit de sortie $\dot{m}_{r,S1}$ (figure F.6).

Deuxième sortie

Premier cas : $\dot{m}_{r,1} \geq 0$ et $\dot{m}_{r,1} \geq \dot{m}_{r,S2}$ (i.e. $\dot{m}_{r,2} \geq 0$)

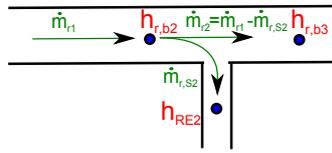


Figure F.7 – Echanges d'énergie au niveau de la deuxième sortie du réservoir (premier cas)

Dans ce premier cas, le système fonctionne bien et le débit entre les deux premières sorties du réservoir est suffisant pour alimenter entièrement l'évaporateur n°2. La différence de débit entre l'amont et la sortie est alors directement répercutée sur l'aval de cette deuxième sortie.

Les échanges se font donc du deuxième nœud de la partie basse (enthalpie $h_{r,b2}$) vers la sortie du réservoir (enthalpie h_{RE2}) avec un débit sortant $\dot{m}_{r,S2}$ et du nœud 2 (enthalpie $h_{r,b2}$) vers le nœud 3 de la partie basse (enthalpie $h_{r,b3}$) avec un débit $\dot{m}_{r,2} = \dot{m}_{r,1} - \dot{m}_{r,S2}$ (figure F.7).

Deuxième cas : $\dot{m}_{r,1} \geq 0$ et $\dot{m}_{r,1} < \dot{m}_{r,S2}$ (i.e. $\dot{m}_{r,2} < 0$)

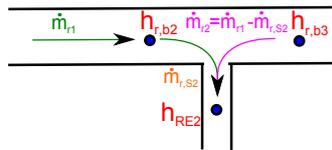


Figure F.8 – Echanges d'énergie au niveau de la deuxième sortie du réservoir (deuxième cas)

Dans ce deuxième cas, le système fonctionne encore dans le bon sens, mais le débit entre les sorties 1 et 2 est néanmoins insuffisant pour alimenter complètement l'évaporateur n°2. C'est donc le liquide contenu dans la partie haute du réservoir (via le nœud 3 de la partie basse) qui complète le débit restant. Cela peut se produire lors de transitoires fortes d'échelons descendants de puissance par exemple.

Les échanges se font donc du nœud 2 (enthalpie $h_{r,b2}$) vers la sortie du réservoir (enthalpie h_{RE2}) avec un débit égal au débit amont $\dot{m}_{r,1}$, et du nœud 3 de la partie basse (enthalpie $h_{r,b3}$) vers la sortie (enthalpie h_{RE2}) avec le débit manquant $\dot{m}_{r,2} = \dot{m}_{r,S2} - \dot{m}_{r,1}$ (figure F.8).

Troisième cas : $\dot{m}_{r,1} < 0$

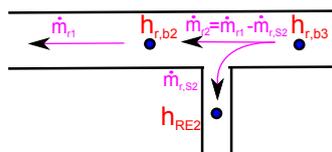


Figure F.9 – Echanges d'énergie au niveau de la deuxième sortie du réservoir (troisième cas)

Dans ce troisième cas, le système ne fonctionne plus normalement, puisque l'amont de cette sortie devient en quelque sorte une autre sortie. La partie haute du réservoir fournit

en liquide à la fois l'évaporateur n°2 et l'amont de la sortie 2. Cela peut se produire lors de transitoires extrêmement fortes d'échelons descendants de puissance par exemple.

Les échanges se font ici de la partie haute, via le nœud 3 de la partie basse (enthalpie $h_{r,b3}$) vers le nœud 2 (enthalpie $h_{r,b2}$) avec un débit $\dot{m}_{r,1}$, et de la partie haute, toujours via le nœud 3 (enthalpie $h_{r,b3}$), vers la sortie du réservoir (enthalpie h_{RE2}) avec le débit de sortie $\dot{m}_{r,S2}$ (figure F.9).

Troisième sortie

Premier cas : $\dot{m}_{r,2} \geq 0$ et $\dot{m}_{r,2} \geq \dot{m}_{r,S3}$ (i.e. $\dot{m}_r \geq 0$)

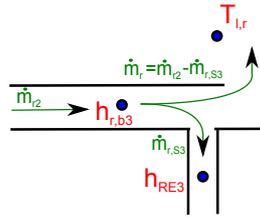


Figure F.10 – Echanges d'énergie au niveau de la troisième sortie du réservoir (premier cas)

Dans ce premier cas, le système fonctionne bien et le débit entre les deux dernières sorties du réservoir est suffisant pour alimenter entièrement l'évaporateur n°3. La différence de débit entre l'amont et la sortie est alors directement répercutée sur la partie haute du réservoir.

Les échanges se font ainsi du troisième nœud de partie basse du réservoir (enthalpie $h_{r,b3}$) vers la sortie du réservoir (enthalpie h_{RE3}) avec un débit sortant $\dot{m}_{r,S3}$ et du nœud 3 (enthalpie $h_{r,b3}$) vers la partie haute du réservoir (température $T_{l,r}$) avec un débit $\dot{m}_r = \dot{m}_{r,2} - \dot{m}_{r,b3}$ (figure F.10).

Deuxième cas : $\dot{m}_{r,2} \geq 0$ et $\dot{m}_{r,2} < \dot{m}_{r,S3}$ (i.e. $\dot{m}_r < 0$)

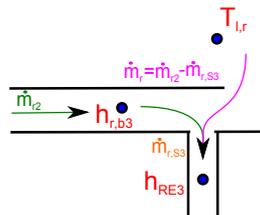


Figure F.11 – Echanges d'énergie au niveau de la troisième sortie du réservoir (deuxième cas)

Dans ce deuxième cas, le système fonctionne encore dans le bon sens, mais le débit entre les sorties 2 et 3 est néanmoins insuffisant pour alimenter complètement l'évaporateur n°3. C'est donc du liquide de la partie haute qui complète le débit restant. Cela peut se produire lors des transitoires fortes d'échelons descendants de puissance par exemple.

Les échanges se font donc ici du nœud 3 de la partie basse (enthalpie $h_{r,b3}$) vers la sortie (enthalpie h_{RE3}) avec un débit égal au débit amont $\dot{m}_{r,2}$, et de la partie haute (température $T_{l,r}$) vers la sortie (enthalpie h_{RE3}) avec le débit manquant $\dot{m}_r = \dot{m}_{r,S3} - \dot{m}_{r,2}$ (figure F.11).

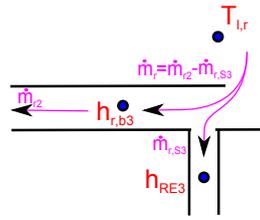


Figure F.12 – Echanges d'énergie au niveau de la troisième sortie du réservoir (troisième cas)

Troisième cas : $\dot{m}_{r,2} < 0$

Dans ce troisième cas, le système ne fonctionne plus normalement, puisque l'amont de cette sortie devient en quelque sorte une autre sortie. La partie haute fournit en liquide à la fois l'évaporateur n°3 et l'amont de la sortie 3. cela peut se produire lors de transitoires extrêmement fortes d'échelons descendants de puissance par exemple.

Les échanges se font de la partie haute (température $T_{l,r}$) vers le nœud 3 de la partie basse (enthalpie $h_{r,b3}$) avec un débit $\dot{m}_{r,2}$, et de la partie haute (température $T_{l,r}$) vers la sortie du réservoir (enthalpie h_{RE3}) avec le débit de sortie $\dot{m}_{r,s3}$ (figure F.12).

2 Quelle joie d'avoir un réservoir cylindrique !

Dans cette section, on établit la liste des formules géométriques nécessaires au bon fonctionnement du modèle de réservoir. On connaît :

- le diamètre intérieur : D_r ,
- la longueur : L_r ,
- l'épaisseur de la culasse : e_r ,
- la hauteur de la partie basse : $H_{r,b}$.

On note Ω_r , $\Omega_{l,r}$ et $\Omega_{v,r}$, respectivement, les volumes interne du réservoir, du liquide et de la vapeur. On sait que :

$$\Omega_r = \pi L_r \frac{D_r^2}{4} \quad (\text{F.1})$$

On introduit, dans un premier temps, le demi-angle au centre $\theta_{l,r}$ correspondant à une hauteur liquide $H_{l,r}$, comme illustré sur la figure F.13.

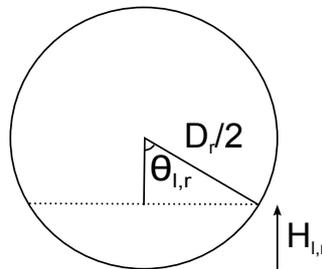


Figure F.13 – Géométrie cylindrique du réservoir

Grâce à la Géométrie, on a simplement :

$$\theta_{l,r} = \text{Arcos} \left(1 - \frac{2H_{l,r}}{D_r} \right) \quad (\text{F.2})$$

En introduisant cet angle $\theta_{l,r}$, on en déduit facilement les formulations des volumes de liquide et de vapeur :

$$\begin{cases} \Omega_{l,r} = \left(\theta_{l,r} - \frac{1}{2} \sin(2\theta_{l,r}) \right) L_r \frac{D_r^2}{4} \\ \Omega_{v,r} = \left(\pi - \theta_{l,r} + \frac{1}{2} \sin(2\theta_{l,r}) \right) L_r \frac{D_r^2}{4} \end{cases} \quad (\text{F.3})$$

On introduit à présent le titre volumique de vapeur dans le réservoir α , défini par :

$$\alpha = \frac{\Omega_{v,r}}{\Omega_r} = 1 - \frac{\Omega_{l,r}}{\Omega_r} \quad (\text{F.4})$$

D'après les formules précédentes, on a :

$$\alpha = 1 - \frac{1}{\pi} \left(\theta_{l,r} - \frac{1}{2} \sin(2\theta_{l,r}) \right) \quad (\text{F.5})$$

A partir des relations (F.2) et (F.5), on construit alors la fonction $H_{l,r} = f(\alpha)$.

En introduisant l'angle $\theta_{r,b}$ correspondant à la hauteur $H_{r,b}$, on obtient les volumes de liquide contenus dans les parties basse et haute du réservoir, notées respectivement $\Omega_{r,b}$ et $\Omega_{l,r,h}$:

$$\begin{cases} \Omega_{r,b} = \left(\theta_{r,b} - \frac{1}{2} \sin(2\theta_{r,b}) \right) L_r \frac{D_r^2}{4} \\ \Omega_{l,r,h} = \Omega_{l,r} - \Omega_{r,b} = (1 - \alpha) \Omega_r - \Omega_{r,b} \end{cases} \quad (\text{F.6})$$

La section $S_{l,r}$ du réservoir à la hauteur $H_{l,r}$ est calculée en introduisant l'angle $\theta_{l,r}$ correspondant :

$$S_{l,r} = L_r D_r \sin(\theta_{l,r}) \quad (\text{F.7})$$

La section équivalente du bas du réservoir à la hauteur $H_{l,r}$ est évaluée par :

$$S_{eq,r} = \frac{1}{H_{l,r}} \int_0^{H_{l,r}} S_{l,r}(x) dx \quad (\text{F.8})$$

Grâce au changement de variable : $x = D_r(1 - \cos(\theta))/2$, on obtient :

$$S_{eq,r} = \frac{L_r D_r^2}{4 H_{l,r}} \left(\theta_{l,r} - \frac{1}{2} \sin(2\theta_{l,r}) \right) \quad (\text{F.9})$$

3 Modélisation de la puissance de chauffe

Expérimentalement, la puissance de la cartouche chauffante $\dot{Q}_{chauffe}$ est contrôlée par une loi PID (Proportionnelle Intégrale Dérivée). Numériquement, il nous faut modéliser cette loi en définissant les trois coefficients K_p , K_i et K_d de la formule (F.10). Pour cela, on utilise la méthode de Zieger-Nichols qui permet d'évaluer ces coefficients en fonction du gain final K_u et de la période des oscillations t_u (tableau F.1).

$$\dot{Q}_{chauffe}(t) = K_p(T_{ref} - T(t)) + K_i \int_0^t (T_{ref} - T(t))dt - K_d \frac{dT(t)}{dt} \quad (\text{F.10})$$

K_p	K_i	K_d
$0.6 K_u$	$\frac{2K_p}{t_u}$	$\frac{K_p t_u}{8}$

Table F.1 – Méthode de Zieger-Nichols pour modéliser une loi PID

Annexe G

Complément de l'étude numérique

1 Ordres de grandeur des coefficients d'échange en écoulement

La figure G.1 permet de comparer les ordres de grandeur des coefficients d'échange convectif entre le fluide en écoulement et la paroi dans une conduite cylindrique de diamètre interne égal à 10 cm, suivant l'enthalpie massique et donc l'état dans lequel se trouve le fluide. L'exemple de cette figure correspond à un débit masse de 1 g.s^{-1} et à une température de saturation de 70°C . Les corrélations utilisées sont exposées au chapitre III.

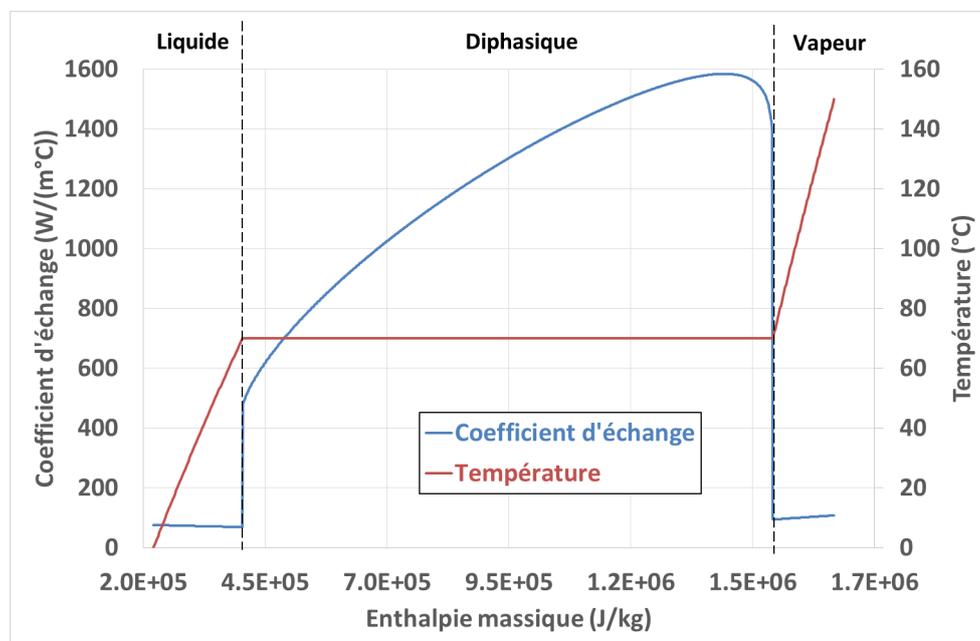


Figure G.1 – Valeurs du coefficient d'échange convectif en fonction de l'enthalpie massique pour une conduite cylindrique de diamètre 10 cm et pour un débit masse de 1 g.s^{-1}

2 Etudes paramétriques

2.1 Modèle diphasique des propriétés thermodynamiques

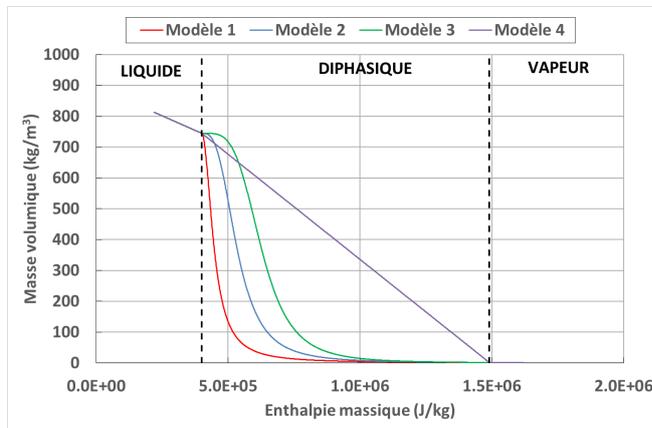
Pour identifier l'influence de l'évolution des propriétés thermodynamiques sur les régimes stationnaires et transitoires de la boucle, on étudie les réponses du modèle au même échelon de puissance, avec le méthanol comme fluide de travail. Celui-ci correspond au passage d'une charge thermique à l'évaporateur de 400 W à 1000 W en 20 s, soit une rampe de 30 W.s⁻¹. Les températures au réservoir et au condenseur sont fixées respectivement à 70°C et 20°C. On modifie l'une après l'autre les différentes tables de propriétés thermodynamiques pour observer leur influence sur ces réponses. Ces modifications correspondent bien entendu à divers modèles en écoulement diphasique, le fluide étant supposé homogène et les propriétés monophasiques étant ce qu'elles sont.

En plus de l'analyse des réponses temporelles, on étudie l'évolution du rapport $\Delta\dot{m}_{max}$, introduit au chapitre V, qui correspond au rapport de l'amplitude de l'overshoot de débit en sortie de condenseur en phase transitoire sur la différence des débits initial et final :

$$\Delta\dot{m}_{max} = \frac{Max(\dot{m}) - \dot{m}_i}{\dot{m}_f - \dot{m}_i} \quad (G.1)$$

Masse volumique

Quatre modèles différents de masse volumique ont été testés¹ (figure G.2).



(a) Graphes

Nom	Equation
Modèle 1	$\frac{1}{\rho} = \frac{x^2}{\rho_v} + \frac{1-x^2}{\rho_l}$
Modèle 2	$\frac{1}{\rho} = \frac{x^3}{\rho_v} + \frac{1-x^3}{\rho_l}$
Modèle 3	$\frac{1}{\rho} = \frac{x^4}{\rho_v} + \frac{1-x^4}{\rho_l}$
Modèle 4	$\rho = x \cdot \rho_v + (1-x)\rho_l$

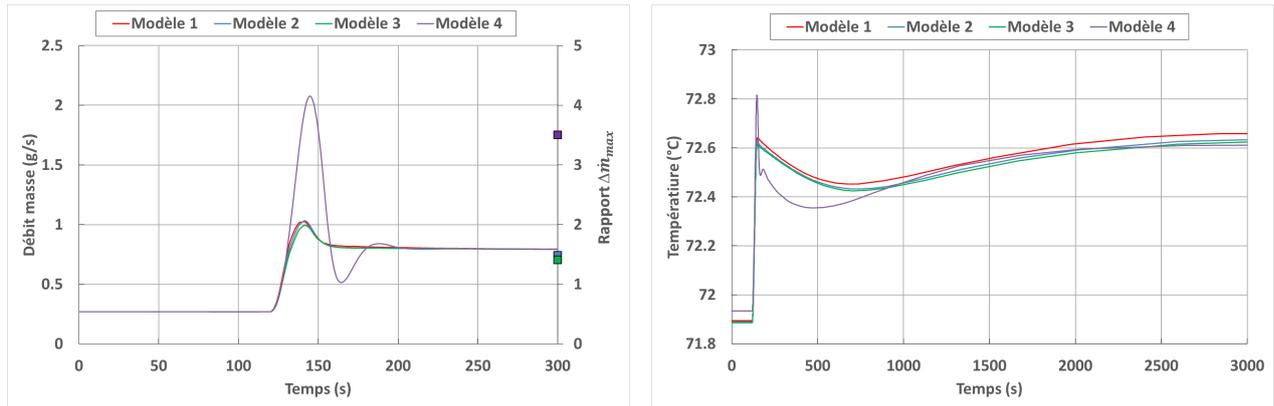
(b) Equations

Figure G.2 – Modèles diphasiques de viscosité dynamique testés

La figure G.3 présente les réponses à la rampe de puissance du débit en sortie de condenseur et de la température de culasse d'évaporateur, suivant le modèle de masse volumique adopté.

L'overshoot de débit apparaît très sensible à ce modèle. Alors que les modèles « série » (de 1 à 3) donnent des réponses assez similaires, malgré une modification de l'amplitude du dépassement, le modèle 4 « parallèle » donne une réponse très différente et prévoit une

1. Remarque : on observe qu'aucun modèle ne correspond à ce qu'on a donné pour le modèle de fluide homogène au chapitre III, à savoir $1/\rho = x/\rho_v + (1-x)/\rho_l$. En effet, des simulations avec ce modèle n'ont abouti qu'à des divergences numériques en régime transitoire. Cependant, étant donné que pour $x \in [0, 1]$, x^2 et x sont très proches, le modèle 1 est également très voisin du modèle présenté.



(a) Débit en sortie de condenseur et $\Delta\dot{m}_{max}$

(b) Température moyenne de culasse à l'évaporateur

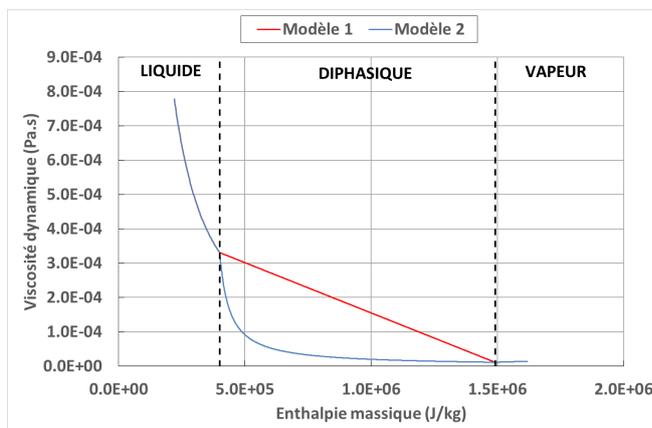
Figure G.3 – Evolutions des variables thermohydrauliques suivant le modèle diphasique de masse volumique

amplitude d'overshoot plus de deux fois plus grande et un retour à l'équilibre beaucoup plus tardif. Cette différence est directement liée à la gestion du terme de compressibilité dans les bilans de masse de chaque nœud et donc à l'évolution de la masse volumique au sein de la zone diphasique du condenseur.

Cette divergence entre modèles séries et parallèle se répercutent directement sur l'évolution des pressions et donc sur celle de la température de culasse d'évaporateur. Ainsi, on trouve un pic de température beaucoup plus intense avec le dernier modèle et une oscillation à basse fréquence de plus forte amplitude (la masse de liquide froid entrant dans le réservoir étant plus importante).

Viscosité dynamique

On se restreint à étudier les modèles « parallèle » (modèle 1) et « série » (modèle 2) pour le modèle diphasique de μ (figure G.4).



(a) Graphes

Nom	Equation
Modèle 1	$\mu = x \cdot \mu_v + (1 - x) \cdot \mu_l$
Modèle 2	$\frac{1}{\mu} = \frac{x}{\mu_v} + \frac{1 - x}{\mu_l}$

(b) Equations

Figure G.4 – Modèles diphasiques de viscosité dynamique testés

A partir de la figure G.5, on voit que la modification de viscosité dynamique a très peu d'influence sur la dynamique thermohydraulique de la boucle. On note seulement une très

légère différence (quelques dizaines de pascals) sur la valeur des pertes de charge au sein du condenseur en régime permanent. Cet écart est visible sur la valeur de la température à l'évaporateur aux états initial et final de la sollicitation.

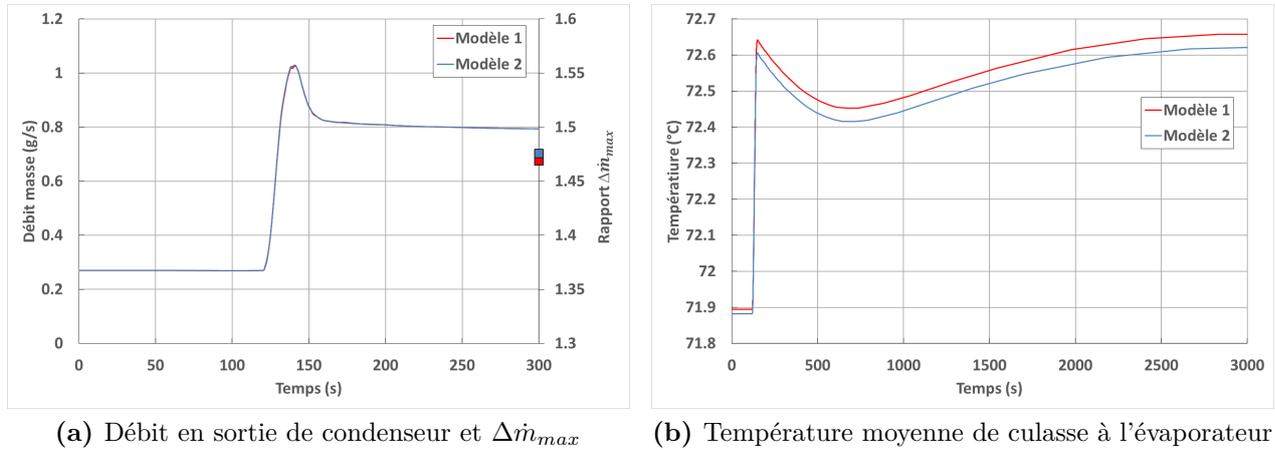
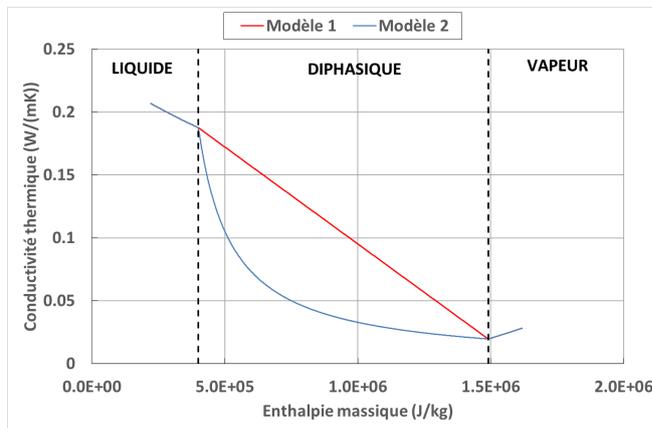


Figure G.5 – Evolutions des variables thermohydrauliques suivant le modèle diphasique de viscosité dynamique

Conductivité thermique

De même que pour la viscosité dynamique, on étudie uniquement les modèles « parallèle » et « série » pour le modèle de conductivité thermique λ (figure G.6).



(a) Graphes

Nom	Equation
Modèle 1	$\lambda = x \cdot \lambda_v + (1 - x) \cdot \lambda_l$
Modèle 2	$\frac{1}{\lambda} = \frac{x}{\lambda_v} + \frac{1 - x}{\lambda_l}$

(b) Equations

Figure G.6 – Modèles diphasiques de conductivité thermique testés

D'après la figure G.7, le modèle de conductivité thermique n'a pas d'influence sur la dynamique de la boucle.

2.2 Dénivelé de la ligne liquide

D'après le chapitre IV, les pertes de charge prédominantes de la boucle correspondent aux pertes hydrostatiques au sein de la ligne liquide (environ 90% des pertes totales). Elles

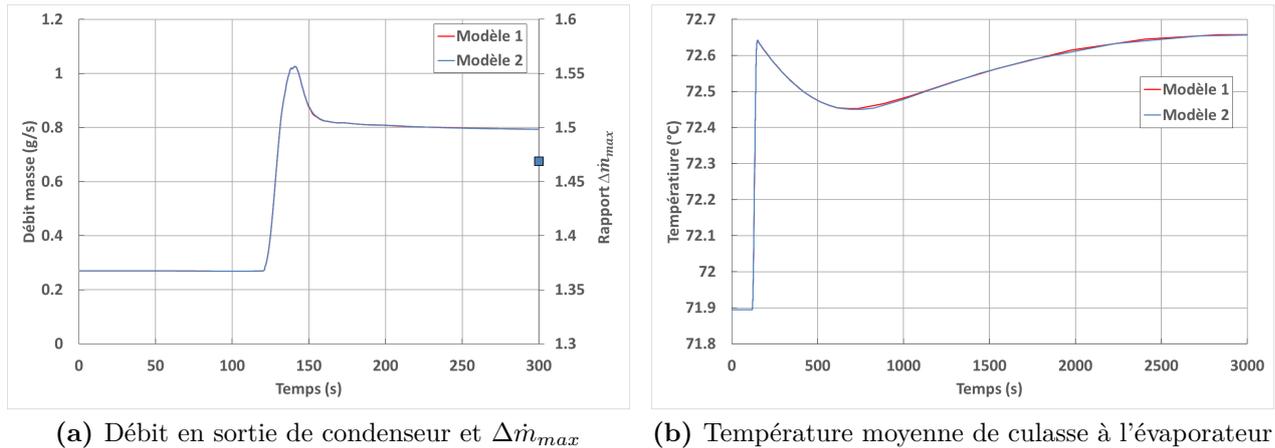


Figure G.7 – Evolutions des variables thermohydrauliques suivant le modèle diphasique de conductivité thermique

conditionnent donc le bon fonctionnement de la boucle en ce qui concerne le pompage capillaire. Mais ont-elles un impact sur la dynamique transitoire du système ?

Pour répondre à cette question, on étudie ici l'influence du dénivelé de la ligne liquide sur la réponse thermodynamique du système. Comme pour les études paramétriques précédentes, on considère une sollicitation sous forme de rampe de puissance à l'évaporateur de $30 W.s^{-1}$ entre $400 W$ et $1000 W$, pour une température de référence de $70^\circ C$ au réservoir et une température de source froide de $20^\circ C$ au condenseur.

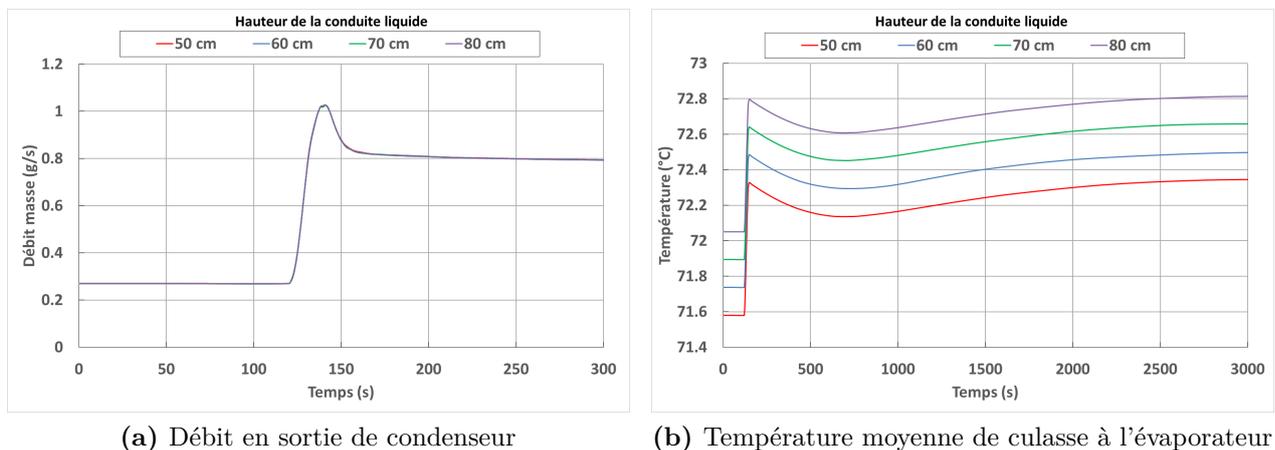


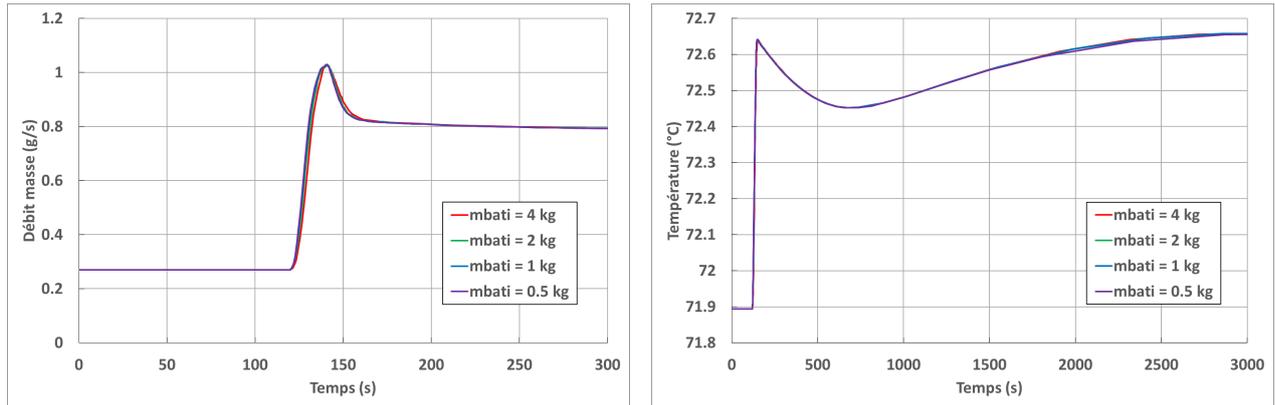
Figure G.8 – Evolutions des variables thermohydrauliques suivant la hauteur de la ligne liquide

D'après la figure G.8, le dénivelé de la ligne liquide n'a aucune influence sur la dynamique transitoire de la boucle, que ce soit hydraulique, notamment sur l'overshoot de débit en sortie de condenseur, ou thermique. Ainsi, comme on l'a dit au chapitre IV, cette hauteur ne fixe que la pression motrice minimale que le poreux doit fournir. On observe en effet que la pression de vapeur saturante à l'évaporateur, et donc la température de culasse, dépend directement du dénivelé de la conduite liquide en régime permanent.

2.3 Inertie de l'évaporateur

D'après les travaux de modélisation de Kaled [KDP⁺12], l'amortissement du dépassement du débit en sortie de condenseur est facilité lorsque l'inertie de l'évaporateur est faible (résultats sur la boucle CPLIP 1.2). Qu'en est-il pour la boucle CERBERE ?

On effectue, pour répondre à cette question, une étude paramétrique sur la masse thermique de l'évaporateur. On considère toujours une sollicitation sous forme de rampe de puissance à l'évaporateur de 30 W.s^{-1} entre 400 W et 1000 W , pour une température de référence de 70°C au réservoir et une température de source froide de 20°C au condenseur.



(a) Débit en sortie de condenseur

(b) Température moyenne de culasse à l'évaporateur

Figure G.9 – Evolutions des variables thermohydrauliques suivant la masse de l'évaporateur

D'après la figure G.9, l'inertie thermique à l'évaporateur ne semble pas avoir d'impact sur le comportement thermohydraulique de la boucle, même si on peut déceler un léger décalage temporel lorsque la masse du bâti de l'évaporateur augmente, notamment sur la réponse du débit en sortie de condenseur.

Résumé

Les boucles fluides diphasiques à pompage thermocapillaire (BFDPT) ont été identifiées comme des solutions de transport de chaleur alternatives dans le contexte des transports terrestres, afin de répondre au contrôle thermique de l'électronique de puissance. Le développement d'une architecture particulière de boucle, mettant à profit la gravité, a été mené afin d'adapter la capacité des BFDPT à ces nouvelles contraintes. Les investigations expérimentales et numériques ont permis de montrer le fort potentiel de ce nouveau système et amènent aujourd'hui à sa future utilisation industrielle.

La conception d'une nouvelle boucle expérimentale avec trois évaporateurs, en parallèle, a pour objectif d'élargir son utilisation comme « bus thermique ». Le banc expérimental, finement instrumenté, a pour but d'approfondir les études antérieures et de caractériser les réponses de cette boucle à une application de puissance, en régime permanent et transitoire, avec un ou plusieurs évaporateurs. L'analyse des résultats obtenus met en évidence les nombreux couplages entre évaporateurs, réservoir et condenseur, notamment lors de phases transitoires sévères, et confirme la capacité du système à gérer le contrôle thermique de l'électronique quelles que soient les puissances appliquées sur les différents composants.

Les résultats du travail de modélisation, basée sur la méthode nodale, s'avèrent prédire correctement le comportement thermohydraulique transitoire de la boucle, en fonctionnement nominal, en mode mono- ou multi-évaporateurs. Malgré une représentation des évaporateurs et du réservoir encore simplifiée et tributaire de l'expérience, le modèle se révèle être un très bon outil de dimensionnement et d'analyse.

Mots-clés : Changement d'état (physique), Capillarité, Electronique de puissance, Simulation par ordinateur, Couplage thermohydraulique.

Abstract

Two-phase fluid capillary pumped loop (TFCPL) have been identified as heat transfers alternative solutions for thermal control of power electronics, in the context of ground transportation. A special gravity loop has been improved to adapt TFCPL capacity to these new terrestrial constraints. Experimental and numerical investigations have proved the great potential of this kind of system and lead today to its upcoming industrial use.

The aim is now to employ this new system as « thermal busbar ». A new experimental loop with three parallel evaporators was built to go further into the earlier studies. Thanks to many measurement instruments, the goal is to define steady and transient thermohydraulic responses to a power solicitation with a mono- or multi-evaporators loop. Results highlight many coupling between evaporators, reservoir and condenser, especially during strong transient phases. The thermal control of power electronics, with different range of thermal dissipation on several separate areas, is furthermore demonstrated.

The developed modeling is based on nodal method. Transient thermohydraulic behaviour of the gravity loop is very well predicted by numerical results during nominal operating, with one or more evaporators. Even if evaporators and reservoir models are still simplified and depend on empirical identifications, the global model of the loop proves to be a great design and analysis tool.

Keywords : Change of state (Physics), Capillarity, Power electronics, Computer simulation, Thermohydraulic coupling.