



HAL
open science

Amélioration des performances énergétiques des systèmes de refroidissement industriels : Application aux serveurs informatiques

Amrid Mammeri

► To cite this version:

Amrid Mammeri. Amélioration des performances énergétiques des systèmes de refroidissement industriels : Application aux serveurs informatiques. Sciences de l'ingénieur [physics]. Ecole nationale supérieure d'arts et métiers - ENSAM, 2014. Français. NNT : 2014ENAM0014 . pastel-01062670

HAL Id: pastel-01062670

<https://pastel.hal.science/pastel-01062670>

Submitted on 10 Sep 2014

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

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

École doctorale n° 432 : Sciences des Métiers de l'Ingénieur

Doctorat ParisTech

T H È S E

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité " Énergétique "

présentée et soutenue publiquement par

Amrid MAMMERI

le 02 juin 2014

Amélioration des performances énergétiques des systèmes de refroidissement industriels : Application aux serveurs informatiques

Directeur de thèse : **Farid BAKIR**

Jury

Mme. Souad HARMAND, Professeur, TEMPO, Université de Valenciennes
M. Jean François HETET, Professeur, LHEEA, Ecole Centrale de Nantes
M. Bernard DESMET, Professeur, TEMPO, Université de Valenciennes
Mme. Christel PERILHON, Maître de conférences, LGP2ES, Cnam
M. Farid BAKIR, Professeur, DynFluid, Arts et Métiers Paris Tech
M. Smaïne KOUIDRI, Professeur, LIMSI, Université de Paris-Sud
M. Jean Christophe BONNIN, Docteur, Systèmes thermiques et packaging, Bull

Présidente
Rapporteur
Rapporteur
Examinatrice
Examineur
Examineur
Examineur

**T
H
È
S
E**

Remerciements

Avant de présenter mon travail, je tiens tout d'abord à remercier tous les membres du jury d'avoir accepté de juger et d'assister à la présentation de ce travail. Merci à Madame la professeur Souad Harmand d'avoir présidé le jury. Merci aux rapporteurs, Messieurs les professeurs Bernard Desmet et Jean François Hetet d'avoir analysé minutieusement mon travail. Merci à Madame Christel Perilhon d'avoir examiné mon travail.

Je remercie mes encadrants, Monsieur le Professeur *Farid Bakir* des Arts et Métiers ParisTech et Monsieur *Lionel Coutancier* de l'entreprise Bull, pour leurs précieux conseils et soutien tout au long de mes travaux. Je remercie également le personnel de l'Ecole des Arts et Métiers pour leur soutien technique lors de mes travaux expérimentaux.

Mes remerciements vont également à Monsieur le Professeur *Smaïne Kowidri* du LIMSI et Monsieur *Jean-Christophe Bonnin* de l'entreprise Bull, pour leur soutien technique et conseils divers.

Je n'oublie pas également les stagiaires qui ont participé à mes travaux de recherche lors de ces trois années. Merci à *Patrick Riehm* et *Arnaud Marin* pour leur contribution aux travaux concernant les nanofluides. Merci à *Hamza Oulaarbi* pour sa contribution aux travaux d'intensification des échanges de chaleur dans les plaques froides. Merci à *Rémi Rondeau* pour sa participation à l'étude sur le refroidissement liquide des serveurs sans circulation d'eau sur les cartes. Merci à *Nikoletta Belkheiri* et *Mathieu Specklin* pour leur contribution à l'étude sur le refroidissement des cartes électroniques immergées dans un liquide diélectrique à basse température de saturation.

Enfin, merci à ma famille pour son soutien inconditionnel tout au long de ces trois années.

Table des matières

Liste des figures	x
Liste des tableaux	xv
Liste des symboles	xvii
Introduction générale	1
I Aspect théorique et technologique des systèmes de refroidissement industriels	3
1 Introduction	3
2 Mécanismes de transfert thermique associés aux systèmes de refroidissement industriels	4
2.1 Le transfert conductif	4
2.2 Le transfert convectif	5
2.3 Le transfert radiatif	5
3 Minimiser la différence de température “source chaude/source froide”	6
3.1 Cas 1 : Augmenter la température de la source froide	6
3.2 Cas 2 : Augmenter la densité thermique de la source chaude	6
4 Intensification des échanges convectifs	7
4.1 Extension de la surface d’échange convectif	8
4.2 Augmentation du coefficient d’échange convectif	9
4.2.1 Amélioration du coefficient d’échange convectif en jouant sur la dynamique du fluide caloporteur	12
4.2.2 Amélioration du coefficient d’échange convectif en jouant sur l’aspect de la surface à refroidir	13
4.3 Choix du fluide caloporteur	14

4.3.1	Amélioration des propriétés liées au transfert de chaleur sensible : les nanofluides	14
4.3.1.1	Les nanofluides	15
4.3.1.2	Physique du transfert thermique dans les nanofluides . .	16
4.3.1.3	Critères de performance d'un nanofluide	17
4.3.1.4	Propriétés thermophysiques des nanofluides	18
4.3.1.4.1	Conductivité thermique	18
4.3.1.4.2	Masse volumique et chaleur massique	20
4.3.1.4.3	Viscosité dynamique	20
4.3.1.5	Nanofluides en convection	21
4.3.1.5.1	Convection forcée	21
4.3.1.5.2	Convection naturelle	22
4.3.1.6	Synthèse sur les nanofluides	22
4.3.2	Exploitation du transfert de chaleur diphasique : les caloducs	24
4.3.2.1	Historique, application et principe de fonctionnement . .	24
4.3.2.2	Phénomènes d'origine thermique	28
4.3.2.2.1	Conduction en milieu solide homogène	28
4.3.2.2.2	Conduction en milieu poreux ou assimilé poreux . .	28
4.3.2.2.3	Phénomène d'ébullition nucléée	36
4.3.2.3	Phénomènes d'origine fluidique	43
4.3.2.3.1	Pression capillaire	43
4.3.2.3.2	Phénomène de mouillage	45
4.3.2.3.3	Écoulement en milieux poreux ou assimilés : expression des pertes de charge dans la phase liquide	46
4.3.2.3.4	Écoulement de vapeur dans un canal : expression des pertes de charge dans la phase vapeur	49
4.3.2.4	Limites de fonctionnement d'un caloduc	51
4.3.2.4.1	Limite visqueuse	53
4.3.2.4.2	Limite sonique	55
4.3.2.4.3	Limite d'entraînement	55
4.3.2.4.4	Limite capillaire	56
4.3.2.4.5	Limite d'ébullition	59
5	Refroidissement des serveurs informatiques	61
5.1	Contrôle thermique au niveau du serveur	63

5.1.1	Contrôle thermique actif	64
5.1.1.1	Refroidissement actif direct	64
5.1.1.1.1	Diphasique	64
5.1.1.1.2	Monophasique	65
5.1.1.2	Refroidissement actif indirect	66
5.1.1.2.1	Diphasique	66
5.1.1.2.2	Monophasique	66
5.1.2	Contrôle thermique passif	67
5.1.2.1	Refroidissement passif direct	67
5.1.2.1.1	Diphasique	67
5.1.2.1.2	Monophasique	68
5.1.2.2	Refroidissement passif indirect	69
5.1.2.2.1	Diphasique	69
5.1.2.2.2	Monophasique	69
5.2	Contrôle thermique d'une armoire	70
5.3	Contrôle thermique du data centre	72
6	Synthèse du Chapitre I	74

II Intensification des échanges thermiques dans un dissipateur de chaleur

	« Plaque froide »	77
1	Introduction et but de l'étude	77
2	Sélection des géométries d'inserts	78
2.1	Détails de l'outil numérique utilisé	78
2.1.1	Équations de conservation	79
2.1.1.1	Conservation du débit	79
2.1.1.2	Conservation de la quantité de mouvement	79
2.1.1.3	Conservation de l'énergie	80
2.1.1.4	Traitement de la turbulence	80
2.1.1.5	Traitement de la turbulence près de la paroi	81
2.1.2	Sensibilité des résultats au maillage	82
2.1.3	Données d'entrée et conditions aux limites	84
2.2	Extension de la surface d'échange	86
2.3	Intensification du coefficient d'échange convectif	86
2.4	Aperçu des résultats obtenus	88
3	Sélection des nanofluides	90
4	Description du banc d'essai	90

5	Définition des paramètres de performance	93
5.1	Résistance thermique et coefficient d'échange global	93
5.2	Puissance de pompage	93
5.3	Facteur d'efficacité	94
6	Estimation des erreurs de mesure	94
7	Résultats et discussions	95
7.1	Étude comparative de performance entre les deux approches	95
7.2	Étude comparative de la performance des nanofluides en fonction de la température d'utilisation	99
7.3	Confrontation des résultats aux simulations numériques	100
8	Application	102
9	Synthèse du Chapitre II	102
III Développement d'un dissipateur de chaleur à caloducs cylindriques		105
1	Introduction et but de l'étude	105
2	Algorithme général de dimensionnement d'un caloduc	106
2.1	Définition d'un cahier des charges	106
2.2	Choix du matériau de l'enveloppe	107
2.3	Fluide de travail	107
2.4	Réseau capillaire	108
2.5	Limites de fonctionnement	108
2.6	Critère de choix	109
2.7	Calcul de la résistance du caloduc	109
2.8	Optimisations additionnelles	109
3	Partie théorique	111
3.1	Descriptif général du modèle	111
3.1.1	Sous-modèle thermique	112
3.1.1.1	Résistances thermiques de l'enveloppe	112
3.1.1.2	Résistances thermiques du réseau capillaire	112
3.1.1.3	Résistance thermique de la colonne de vapeur	113
3.1.1.4	Résistance thermique axiale de l'enveloppe " R_9 "	113
3.1.1.5	Résistance thermique axiale de réseau capillaire " R_8 "	113
3.1.1.6	Résistances thermiques du changement de phase liqui- de/vapeur " R_3 et R_5 "	113
3.1.2	Sous-modèle hydraulique	114
3.1.2.1	Expression de la limite visqueuse	115

	3.1.2.2	Expression de la limite sonique	115
	3.1.2.3	Expression de la limite d'entraînement	115
	3.1.2.4	Expression de la limite d'ébullition	115
	3.1.2.5	Expression de la limite capillaire	116
3.2		Paramètres des sous modèles thermique/hydraulique	119
	3.2.1	Modèles de conductivité thermique du réseau capillaire . .	119
	3.2.1.1	Milieu poreux de poudre frittée	119
	3.2.1.2	Rainure axiale rectangulaire	119
	3.2.1.3	Rainure axiale trapézoïdale	120
	3.2.2	Modèles de perméabilité hydraulique du réseau capillaire .	120
	3.2.2.1	Milieu poreux de poudre frittée	121
	3.2.2.2	Rainure axiale rectangulaire	121
3.3		Étude paramétrique de la performance et des limites de fonction-	
		nement	123
	3.3.1	Caloduc à réseau poreux de poudre frittée	124
	3.3.2	Caloduc à rainures rectangulaires axiales	127
3.4		Calcul d'optimum	130
	3.4.1	Caloduc à réseau poreux de poudre frittée	131
	3.4.2	Caloduc à rainures rectangulaires axiales	132
3.5		Impact de l'utilisation des nanofluides dans les caloducs	132
	3.5.1	Adaptation du modèle	133
	3.5.1.1	Modification de la masse volumique et de la chaleur massique	133
	3.5.1.2	Modification de la viscosité dynamique	134
	3.5.1.3	Modification de la conductivité thermique	134
	3.5.2	Impact sur la performance	134
	3.5.3	Impact sur les limites de fonctionnement	135
	3.5.4	Impact sur le nombre de mérite	136
4		Partie expérimentale	137
	4.1	Descriptif et but des essais	137
	4.2	Conception du dissipateur thermique à caloducs	137
	4.3	Pré-étude théorique du dissipateur thermique à caloducs	140
	4.4	Mise en œuvre du banc d'essai	142
	4.5	Résultats	144
	4.5.1	Performance du dissipateur à caloduc	144

4.5.2	Confrontation du modèle aux résultats des mesures	145
5	Synthèse du Chapitre III	147
IV Étude du refroidissement d'une carte électronique immergée dans un liquide à basse température de saturation		149
1	Introduction et but de l'étude	149
2	Dimensionnement du démonstrateur	150
2.1	Théorie et modélisation	151
2.1.1	Modèles utilisés dans le code de calcul	152
2.1.2	Modèle de changement de phase implémenté	153
2.2	Simulations numériques et résultats	154
2.2.1	Géométrie et maillage	154
2.2.2	Paramétrage numérique et CAL	155
2.2.3	Résultats	156
2.2.3.1	Sensibilité au maillage	157
2.2.3.2	Sensibilité au pas de temps	158
2.2.3.3	Influence des propriétés thermodynamiques	159
2.2.4	Résumé et perspectives	159
2.3	Synthèse sur le dimensionnement du dissipateur	160
3	Description du banc d'essai et mesures	160
3.1	Maquette et instrumentation	160
3.2	Protocole de mesure	162
4	Résultats et discussion	162
4.1	Analyse du point de vue physique	162
4.2	Confrontation à la théorie	164
4.3	Évolution de la température de surface	166
5	Intensification de l'ébullition	168
6	Synthèse du Chapitre IV et perspectives	169
Conclusion générale et perspectives		171
Annexe A		175
1	Informations complémentaires sur les nanofluides	176
1.1	Méthodes de production des nanofluides	176
1.1.1	Fabrication des nanopoudres	176
1.1.2	Élaboration des nanofluides	177

1.2	Agglomération et sédimentation dans les nanofluides	178
1.3	Pouvoir corrosif et abrasif des nanofluides	179
1.4	Phénomènes physiques associés au transfert thermique dans les nanofluides	180
1.4.1	L'agitation brownienne	180
1.4.2	Le Clustering	180
1.4.3	La couche inter-faciale	181
1.4.4	Transfert de chaleur par phonons balistiques	182
1.4.5	Influence des nanoparticules sur la couche limite	183
1.5	Paramètres influençant la conductivité thermique des nanofluides	183
1.5.1	Concentration des particules	183
1.5.2	Nature du matériau des nanoparticules	184
1.5.3	Taille des particules	184
1.5.4	Géométrie des particules	185
1.5.5	Influence de la température	186
1.5.6	pH du fluide	187
2	Informations complémentaires sur les caloducs	188
2.1	Classification des types de caloducs	188
2.1.1	Type d'écoulement	188
2.1.2	Dimensions	188
2.1.3	Géométrie	189
2.1.4	Forces motrices	190
2.1.5	Autres types de caloducs	192
2.2	Autres phénomènes d'origine thermique dans les caloducs	192
2.2.1	Évaporation d'un film liquide mince et résistance de changement de phase	192
2.2.2	Phénomène de condensation	198
2.2.3	Phénomènes thermoconvectifs	201
Annexe B		205
1	Mise en plan des plaques froides testées	206
1.1	Plaque froide à canal vide	206
1.2	Plaque froide à deux ailettes	207
1.3	Plaque froide à ailettes découpées	208
1.4	Plaque froide à ailettes en forme de losange	209
2	Preprint de l'article publié à la conférence de l'ASME, InterPACK2013	210

Annexe C	219
1 Détermination de la conductivité effective des rainures triangulaires	220
2 Propriétés thermophysiques des fluides utilisés	224
2.1 Eau pure	224
2.2 Éthanol pur	227
2.3 Méthanol pur	229
2.4 Eau et nanoparticules de cuivre	233
2.5 Éthanol et nanoparticules de cuivre	235
2.6 Méthanol et nanoparticules de cuivre	237
2.7 Liquide diélectrique “SES-36”	238
Références Bibliographiques	239

Liste des figures

I.1 Schéma explicatif des éléments d’un système de refroidissement industriel	4
I.2 Flux de chaleur réalisables suivant la méthode de refroidissement utilisée en micro-électronique [1]	5
I.3 Approches d’exploitation du gain en différence de température source chaude-source froide	6
I.4 Techniques d’intensification des échanges convectifs fluide/paroi	8
I.5 Développement de la couche limite hydrodynamique sur une plaque plane [2]	9
I.6 Développement de la couche limite thermique sur une plaque plane isotherme [2]	10
I.7 Décollage d’une bulle de vapeur à partir d’une surface plane isotherme . .	12
I.8 Micro-brassage créé par les nanoparticules dans les nanofluides	13
I.9 Nanofluides vus au microscope électronique : a) éthylène glycol + Cu à 0.5% ; b) eau + Al_2O_3 ; c) eau + Au à 2 nm ; d) eau + MWCNT [3] . . .	15
I.10 Répartition des particules d’Alumine “ Al_2O_3 ” de 45 nm de taille moyenne[4]	16

I.11	Comparatif des modèles théoriques de conductivité thermique d'un nanofluide aux données expérimentales pour du Al_2O_3 +eau à T° ambiante [5]	19
I.12	Fonctionnement d'un caloduc	25
I.13	Récupérateur de chaleur à caloducs dans une chaudière [6]	26
I.14	Four à caloducs isotherme pour l'étalonnage de thermocouples	26
I.15	Pipeline Trans-Alaska muni de caloducs ailettés [7]	27
I.16	Phénomènes physiques d'origine thermique dans les caloducs à réseau capillaire	28
I.17	Comparatif des modèles de conductivité thermique d'un matériau poreux	33
I.18	Paramètres géométriques d'un réseau capillaire à rainures au niveau du condenseur	34
I.19	Chemin thermique préférentiel dans un réseau capillaire à rainures axiales au niveau du condenseur	35
I.20	Courbes des régimes d'ébullition libre "Pool Boiling" [8]	38
I.21	Phénomènes physiques d'origine fluidique dans les caloducs	43
I.22	Bilan des forces sur une surface élémentaire d'une membrane	44
I.23	Projection des forces appliquées à la surface élémentaire d'une membrane	44
I.24	Différents cas de mouillage d'une surface solide	46
I.25	Recouvrement partiel ou total de la pression inertielle	50
I.26	Limites qualitatives de fonctionnement d'un caloduc	52
I.27	Diagramme de phase pour de l'eau pure	52
I.28	Manifestation de la limite d'entraînement dans un caloduc	56
I.29	Évolution des profils de pression liquide et vapeur dans un caloduc en fonctionnement normal	57
I.30	Évolution des profils de pression liquide et vapeur dans un caloduc proche de sa limite capillaire	57
I.31	Apparition des bulles de vapeur dans la réseau capillaire d'un caloduc . .	59
I.32	Évolution prédictive des flux de puissance des puces électroniques [1] . . .	61
I.33	Origine des pannes des composants électroniques [1]	61
I.34	Éléments constitutifs d'un data centre	62
I.35	Schéma de principe du contrôle thermique des data centres	63
I.36	Classement des techniques de refroidissement utilisées en microélectronique	64
I.37	Refroidissement par pulvérisation de liquide diélectrique	65
I.38	Différentes techniques de refroidissement par jet impactant	66

Liste des figures

I.39	Refroidissement en ébullition libre par immersion dans un liquide diélectrique	68
I.40	Évolution des techniques de refroidissement des serveurs informatiques	71
I.41	Refroidissement classique et freecooling	72
I.42	Freecooling direct et indirect	73
I.43	Structuration des études menées	75
II.1	Impact d'une optimisation locale sur tout le data centre	78
II.2	Raffinement du maillage selon la valeur de " y^+ " suivant le plan X	84
II.3	Raffinement du maillage selon la valeur de " y^+ " suivant le plan Z	84
II.4	Conditions aux limites du problème	85
II.5	Champ de température [K] des quelques géométries étudiées suivant le plan " X "	88
II.6	Vecteurs de vitesse [m/s] dans le canal fluide des deux géométries étudiées	89
II.7	Plaque froide étudiée	91
II.8	Les différentes configurations testées	92
II.9	Schéma descriptif du banc d'essai	92
II.10	Résistance thermique des configurations étudiées	96
II.11	Coefficient de transfert thermique global des configurations étudiées	96
II.12	Puissance de pompage des configurations étudiées	97
II.13	Facteur d'efficacité des configurations étudiées	98
II.14	Comparaison des facteurs d'efficacité en fonction de la température d'utilisation pour $H_2O + CuO$	99
II.15	Comparaison des facteurs d'efficacité en fonction de la température d'utilisation pour $Temp + ZnO$	100
II.16	Comparatif numérique/expérimental de l'évolution de la température de surface en fonction du débit volumique dans le canal pour quelques configurations étudiées	101
II.17	Comparatif numérique/expérimental de l'évolution du saut pression en fonction du débit volumique aux bornes du canal pour quelques configurations étudiées	101
III.1	Principe de refroidissement par contact sec	105
III.2	Nombre de mérite de différents fluides de travail	108
III.3	Organigramme général de dimensionnement d'un caloduc	110
III.4	Détails géométriques d'un caloduc cylindrique	111

III.5	Représentation nodal du transfert thermique dans un caloduc	112
III.6	Principaux paramètres géométriques des réseaux capillaires des caloducs cylindriques	123
III.7	Influence du diamètre des particules sur la performance et les limites de fonctionnement d'un caloduc à réseau poreux fonctionnant à l'éthanol . .	124
III.8	Influence de l'épaisseur du réseau capillaire sur la performance et les limites de fonctionnement d'un caloduc à réseau poreux fonctionnant à l'éthanol	125
III.9	Influence de la porosité du réseau capillaire sur la performance et les limites de fonctionnement d'un caloduc à réseau poreux fonctionnant à l'éthanol	126
III.10	Influence de l'orientation du caloduc sur les limites de fonctionnement . .	127
III.11	Influence de la profondeur de rainure sur la performance et les limites de fonctionnement d'un caloduc à rainures axiales fonctionnant à l'éthanol .	128
III.12	Influence de la largeur de rainure sur la performance et les limites de fonctionnement d'un caloduc à rainures axiales fonctionnant à l'éthanol .	128
III.13	Influence de la largeur d'ailette sur la performance et les limites de fonc- tionnement d'un caloduc à rainures axiales fonctionnant à l'éthanol . . .	129
III.14	Chaine thermique d'un système à caloduc	130
III.15	Variation de l'optimum selon la température d'utilisation (réseau poreux, $\Delta T(\text{cond}/\text{évap}) = 15^\circ\text{C}$)	131
III.16	Variation de l'optimum suivant la température d'utilisation (réseau de rainures rectangulaires, $\Delta T(\text{cond}/\text{evap}) = 15^\circ\text{C}$)	132
III.17	Influence de la charge en nanoparticules de cuivre dans l'éthanol sur les performances d'un caloduc	135
III.18	Influence de la charge en nanoparticules de cuivre dans l'éthanol sur les limites de fonctionnement d'un caloduc	135
III.19	Impact de l'utilisation des nanofluides sur le nombre de mérite	136
III.20	Maquette du dissipateur thermique à caloducs étudié	138
III.21	Vue éclatée du dissipateur thermique à caloducs étudié	139
III.22	Détails dimensionnels des caloducs	139
III.23	Chaine thermique du dissipateur à caloducs étudié	140
III.24	Simulation numérique de la chaine thermique du dissipateur à caloducs étudié	141
III.25	Vues de la maquette du dissipateur thermique à caloducs étudié	142

Liste des figures

III.26	Schéma intégral du banc d'essai du dissipateur à caloducs	143
III.27	Évolution de la température de la source chaude en fonction de la puissance dissipée	144
III.28	Prise en compte de la phase de démarrage du caloduc	145
III.29	Tolérance sur l'angle des ailettes/rainures du réseau capillaire	146
III.30	Évolution de la température de l'évaporateur en fonction de la puissance dissipée	147
IV.1	Schéma du démonstrateur	151
IV.2	Détails géométriques du démonstrateur	155
IV.3	Impact de la finesse du maillage sur la formation des bulles de vapeur (grossier à gauche et fin à droite)	157
IV.4	Impact du pas de temps sur la production de vapeur	158
IV.5	Détail du démonstrateur	161
IV.6	Schéma du banc de test	161
IV.7	Courbe d'ébullition du SES-36 pour de l'eau à 20°C	163
IV.8	Saut de température à la paroi en convection naturelle et en ébullition nucléée	164
IV.9	Surchauffe à la paroi en régime d'ébullition nucléée	165
IV.10	Température de la source chaude pour plusieurs températures de service .	166
IV.11	Dépendance de la température de la surface chauffée envers de la température de service	167
A.1	Production des nanopoudres suivant la méthode de pyrolyse au laser [3] .	176
A.2	Production des nanofluides suivant la méthode de condensation d'une vapeur métallique sur un film liquide [3]	177
A.3	Sédimentation des nanoparticules au cours du temps (ϕ :concentration, ϕ_{t_0} :concentration initiale) [9]	178
A.4	Répulsion électrostatique des nanoparticules par des ions[3]	179
A.5	Stabilisation stérique des nanoparticules [3]	179
A.6	Position des nanoparticules de cuivre et des atomes d'argon liquide à $t_1 = 12 \cdot 10^{-10} \text{ s}$, $t_2 = 13 \cdot 10^{-10} \text{ s}$, $t_3 = 14 \cdot 10^{-10} \text{ s}$, $t_4 = 15 \cdot 10^{-10} \text{ s}$ [10]	181
A.7	Structure schématique d'une nanoparticule (en gris) et sa couche interfaciale [11]	182
A.8	Transport d'énergie diffusif et balistique dans une particule solide	183
A.9	Influence du diamètre des particules sur la conductivité thermique [12] . .	184

A.10	Influence de la géométrie des particules sur la conductivité thermique [13]	185
A.11	Effet de la température sur la conductivité thermique d'un nanofluide Al_2O_3 /eau [14]	186
A.12	Influence du pH sur la conductivité thermique d'un nanofluide CuO /eau (APS = 60nm) [13]	187
A.13	Caloduc pulsé ou oscillant [6]	188
A.14	Microcaloduc à section triangulaire [15]	189
A.15	Différentes géométries de caloducs [6]	190
A.16	Différents types de réseaux capillaires [16]	191
A.17	Caloducs à force centrifuge [15]	191
A.18	Caloduc à résistance variable à gaz incondensable [6]	192
A.19	Phénomènes physiques associés à l'évaporation d'un film liquide mince	194
A.20	Échanges de masse à l'interface liquide/vapeur	196
A.21	Condensation en film et régimes d'écoulement associés sur une plaque verticale	199
A.22	Structure tourbillonnaire de Rayleigh-Bénard	202
A.23	Structure tourbillonnaire de Marangoni	203
C.1	Circuit thermique résistif équivalent de la structure capillaire	220
C.2	Résistance thermique d'un triangle	220
C.3	Détails géométriques de la structure capillaire à rainures triangulaires	222

Liste des tableaux

I.1	Nanofluides - Informations générales [17, 18]	16
I.2	Exemples d'amélioration de la conductivité thermique trouvés dans la littérature	18
I.3	Modèle de Maxwell et Hamilton/Crosser, "o" pour le fluide et "p" pour les particules	19
I.4	Modèles couramment utilisés pour le calcul de la viscosité des nanofluides	20
I.5	Modèles de conductivité thermique effective d'un milieu poreux [19]	31

II.1	Récapitulatif des configurations considérées dans la pré-étude (en rouge les configurations retenues)	87
II.2	Incertitudes relatives des appareils de mesure : T [$^{\circ}C$], p [mbar], q [l/min]	94
II.3	Récapitulatif des résultats	103
III.1	Ordre de grandeur des résistances thermiques d'un caloduc cylindrique à réseau capillaire	114
III.2	Valeurs du produit " $f_l Re_l$ " pour une rainure axiale rectangulaire	122

Liste des symboles

Acronymes

<i>CHF</i>	Critical Heat Flux, flux critique en ébullition nucléée
<i>CPU</i>	Central Processing Unit, processeur informatique
<i>PUE</i>	Power Usage Effectiveness, efficacité d'un data centre
<i>TIM</i>	Thermal Interface Material
<i>UDF</i>	User Defined Function
<i>EG</i>	Éthylène Glycol

Lettres grecques

α	angle d'inclinaison du caloduc [$^{\circ}$]
β	coefficient d'expansion thermique [K^{-1}]
δ	profondeur de rainure d'un réseau capillaire [mm]
δ_{mic}	épaisseur de la micro-région [m]
κ	courbure de l'interface liquide/vapeur [m^{-1}]
μ	viscosité dynamique [$Pa\ s$]
ν	viscosité cinématique [$m^2\ s^{-1}$]
ϕ	concentration en % volumique de particule
ψ	sphéricité d'une particule
ρ	masse volumique [$kg\ m^{-3}$]
σ_{lv}	tension superficielle de l'interface liquide/vapeur [$N\ m^{-1}$]

Liste des symboles

θ	angle de mouillage [°]
ε	porosité d'un milieu poreux [%]
Lettres latines	
$\bar{h}_{c,L}$	coefficient d'échange convectif moyen en condensation [$W m^{-2} K^{-1}$]
\bar{M}	masse molaire [$g mol^{-1}$]
\bar{R}	constante universelle des gaz parfaits [$J mol^{-1} K^{-1}$]
ΔP_{cap}	pression capillaire [Pa]
ΔP_{cap}^{max}	pression capillaire maximale [Pa]
ΔT_c	saut de température dû à la condensation [°C, K]
ΔT_e	saut de température paroi/liquide [°C, K]
ΔT_{sat}	surchauffe à la paroi [°C, K]
$\delta X/X$	incertitude relative de la variable "X"
\dot{Q}	puissance dissipée [W]
\dot{Q}_{cap}	limite capillaire du fonctionnement d'un caloduc [W]
\dot{Q}_{ent}	limite d'entraînement du fonctionnement d'un caloduc [W]
\dot{Q}_{son}	limite sonique du fonctionnement d'un caloduc [W]
\dot{Q}_{vis}	limite visqueuse du fonctionnement d'un caloduc [W]
$\dot{Q}_{ébu}$	limite d'ébullition du fonctionnement d'un caloduc [W]
\mathcal{R}_1	premier rayon de courbure principal de l'interface liquide vapeur [mm]
\mathcal{R}_2	second rayon de courbure principal de l'interface liquide vapeur [mm]
A_t	section transversale du caloduc [m^2]
A_v	section du canal vapeur du caloduc [m^2]
A_w	section du réseau capillaire du caloduc [m^2]
Bo	nombre de Bond
C_k	coefficient de conductivité thermique du nombre de Mouromtseff
C_p	chaleur massique [$J kg^{-1} K^{-1}$]

C_μ	coefficient de viscosité dynamique du nombre de Mouromtseff
D	diamètre extérieur du caloduc [mm]
d	diamètre intérieur du caloduc [mm]
D_b	coefficient de diffusion Brownien [$J m^{-1} kg^{-1}$]
d_p	diamètre des particules [mm]
d_v	diamètre du canal vapeur du caloduc [mm]
g	accélération gravitationnelle ; [$m s^{-2}$]
Gr	nombre de Grashoff
h_e	coefficient d'échange convectif associé à l'ébullition [$W m^{-2} K^{-1}$]
h_{cv}	coefficient d'échange convectif local [$W m^{-2} K^{-1}$]
h_{lv}	chaleur latente de changement de phase liquide/vapeur [$J kg^{-1}$]
Ja	nombre de Jacob
K	perméabilité du milieu [m^2]
k	conductivité thermique [$W m^{-1} K^{-1}$]
K_{eff}	facteur d'efficacité de la plaque froide
L	longueur [m]
l_a	longueur de la zone adiabatique du caloduc [mm]
L_c	longueur caractéristique [m]
l_c	longueur du condenseur du caloduc [mm]
l_e	longueur de l'évaporateur du caloduc [mm]
l_q	longueur effective du caloduc [mm]
l_t	longueur totale du caloduc [mm]
M	facteur de mérite [$W m^{-2}$]
Nu	nombre de Nusselt
P	pression [Pa]
P_i^g	pression d'origine gravitaire [Pa]

Liste des symboles

P_i^{in}	pression d'origine inertielle [Pa]
P_i^{vi}	pression d'origine visqueuse [Pa]
Pr	nombre de Prandtl
Q	chaleur dissipée [J]
q_s''	flux thermique dissipé par une surface [$W\ cm^{-2}$]
$q_{max,z}''$	flux thermique critique en ébullition nucléée selon Zuber [$W\ m^{-2}$]
q_{max}''	flux thermique critique en ébullition nucléée [$W\ m^{-2}$]
r_b	rayon de nucléation [mm]
R_e''	résistance thermique associée à l'ébullition [$^{\circ}C\ W^{-1}$]
r_h	rayon hydraulique [mm]
r_s	rayon des sphères du réseau capillaire [mm]
r_v	rayon du canal vapeur [mm]
r_{cap}	rayon capillaire [mm]
R_{th}	résistance thermique d'une plaque froide [$^{\circ}C/W$]
R_{th}^i	résistance thermique de la plaque froide "i" [$^{\circ}C/W$]
R_{th}^r	résistance thermique de la plaque froide de référence [$^{\circ}C/W$]
Ra	nombre de Rayleigh
Re	nombre de Reynolds
S_e	surface d'échange convectif [m^2]
T	température [$^{\circ}C, K$]
T_{∞}	température de l'écoulement libre [$^{\circ}C, K$]
T_{liq}	température du liquide [$^{\circ}C$]
T_{sat}	température de saturation d'un fluide donné [$^{\circ}C$]
T_{SC}	température de la source chaude [$^{\circ}C$]
T_{SF}	température de la source froide [$^{\circ}C$]
$T_{sur,s}$	température de surface [$^{\circ}C$]

U	coefficient d'échange thermique global d'une plaque froide [$W\ ^\circ C^{-1}\ m^{-2}$]
w	largeur de rainure d'un réseau capillaire [mm]
w_f	largeur de l'ailette d'un réseau capillaire [mm]
W_p	puissance de pompage d'une plaque froide [W]
W_p^i	puissance de pompage de la plaque froide "i" [W]
W_p^r	puissance de pompage de la plaque froide de référence [W]
x, y, z	coordonnées spatiales [m]
h_{cv}	coefficient d'échange convectif, $W/m^2.K$
r_p	rayon de particule [m]

Indices

c	relatif au condenseur du caloduc
e	relatif à l'évaporateur du caloduc ou l'ébullition
f, o, l	liquide ou fluide de base
lv	propriété liquide/vapeur
nf	nanofluide
p, s	particule ou solide
q	propriété équivalente ou effective
sat	propriété à l'état de saturation
v	propriété relative au gaz

Introduction générale

Les industriels sont pris en étau entre, d'une part, des contraintes environnementales strictes et d'autre part, l'inflation et la raréfaction des matières premières (fossiles, combustibles et nucléaires). Pour maintenir une croissance économique et une compétitivité acceptables, les industriels doivent innover en modifiant ou en imaginant des produits moins énergivores tout en étant plus performants. Les dispositifs ou systèmes de refroidissement industriels, aussi bien pour les centrales nucléaires, les fours de fonderies et les data centres, sont confrontés aux mêmes problématiques.

Un système de refroidissement industriel est défini par trois paramètres : une source chaude, une source froide et un vecteur énergétique. Le vecteur d'énergie étant le paramètre le plus critique, toute optimisation ou amélioration s'opérera sur cet élément. Souvent, il s'agit d'un fluide caloporteur, de caloducs, de dissipateur de chaleur métallique (Aluminium, Cuivre, etc.). Ces vecteurs de chaleur se basent sur les mécanismes classiques de transfert de chaleur, principalement la conduction et la convection. Le vecteur d'énergie peut être du rayonnement, ce qui ne nécessite pas un support physique pour transmettre la chaleur de la source chaude à la source froide.

Dans ce mémoire de thèse, au niveau du Chapitre [I](#) nous mettons en évidence et détaillons les techniques permettant d'augmenter le transfert de chaleur convectif dans les dispositifs de contrôle thermique industriels. Une revue bibliographique est réalisée concernant les techniques étudiées, qui sont l'insertion d'ailettes et de turbulateurs, les nanofluides, les caloducs et l'ébullition nucléée.

Au niveau du Chapitre [II](#), dans un premier temps nous étudions expérimentalement et à l'aide d'un outil numérique les moyens d'optimiser un dispositif de refroidissement (ou de contrôle thermique) de serveurs informatiques destinés aux calculs de haute performance. Nous étudions notamment des techniques classiques telles l'ajout d'ailettes et

de turbulateurs, ainsi que des techniques plus modernes telles l'utilisation des nanofluides en tant que fluide de travail.

Dans un second temps, au niveau des Chapitres III et IV nous proposons des méthodes de contrôle thermique alternatives potentiellement plus performantes et efficaces. Dans le Chapitre III nous décrivons une méthodologie et un modèle de dimensionnement de caloducs à pompage capillaire qui nous a permis de concevoir un dissipateur thermique constitué de caloducs destiné au refroidissement d'une carte électronique.

Au Chapitre IV nous étudions le refroidissement diphasique d'une source de chaleur simulant un composant électronique à forte densité thermique, immergée dans un liquide diélectrique à basse température de saturation. On s'aidera d'un outil numérique pour la conception d'un démonstrateur, lui-même testé sur banc d'essai.

La méthodologie adoptée, les outils développés et les résultats obtenus restent transposables à tout système de refroidissement industriel.

Aspect théorique et technologique des systèmes de refroidissement industriels

1 Introduction

Les dispositifs de refroidissement industriels, aussi bien pour les centrales nucléaires, les fours de fonderies, ou même les data centres, sont confrontés aux mêmes problématiques : l'augmentation de la densité thermique (W/m^2) des éléments à refroidir et l'amélioration nécessaire de leur rendement. Ce qui serait en accord avec les normes environnementales, d'une part, et la réduction des coûts qui leur sont imputés, d'autre part.

Un dispositif de refroidissement industriel comporte trois postes :

- **Une source chaude** : il s'agit de l'élément à refroidir ou le processus dont on veut contrôler la température
- **Une source froide** : souvent l'air ambiant est considéré comme la source froide ultime d'un dispositif de refroidissement, cette notion, restant relative. En général, il s'agit de l'endroit où est rejetée l'énergie thermique extraite de l'élément refroidi
- **Un vecteur énergétique** : la source chaude peut être liée à la source froide soit par le biais d'un fluide caloporteur "transport convectif", soit par un milieu solide "transport conductif", soit par le vide "transport radiatif". Souvent les trois mécanismes de transfert thermique sont mis en jeu en série ou en parallèle.

Le dispositif de refroidissement idéal est celui qui minimise la différence de température entre la source froide et la source chaude " ΔT_{SC-SF} ". En effet, cette différence de température reflète la résistance à l'écoulement du flux de chaleur entre les deux sources, cette résistance étant due à l'empilement des éléments (solides ou fluides) de la chaîne thermique entre la source chaude et froide. Il s'agit

donc bien de la résistance thermique due au vecteur énergétique. Minimiser cette résistance et donc le saut de température source chaude-source froide, revient à optimiser les différents éléments constituant le vecteur énergétique.

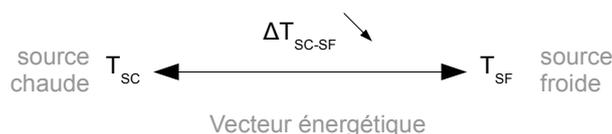


Figure I.1 – Schéma explicatif des éléments d'un système de refroidissement industriel

2 Mécanismes de transfert thermique associés aux systèmes de refroidissement industriels

Comme cité en introduction (Fig. I.1), le vecteur énergétique ou chaîne thermique entre la source chaude et froide peut être constitué d'éléments d'états physiques différents (solide, liquide ou gaz), ce qui fait intervenir les trois principaux mécanismes de transfert thermique connus : conduction, convection (en incluant ébullition et condensation) et rayonnement. La conduction se fera principalement dans les éléments solides de la chaîne thermique, tels que le métal des échangeurs, les dissipateurs thermiques, les interfaces thermiques pour la micro-électronique, etc. La convection se fera dans les éléments fluides tels que les liquides caloporteurs ou ceux à changement de phase et le rayonnement se fera entre deux surfaces avec une différence de température suffisante.

Diminuer la résistance du vecteur d'énergie revient à agir sur les paramètres influençant les trois mécanismes de transfert thermique : conduction, convection et rayonnement.

2.1 Le transfert conductif

Il dépend énormément de la conductivité thermique du matériau utilisé en supposant que les dimensions géométriques de l'élément solide sont adéquates. Optimiser le transfert conductif revient donc à utiliser les matériaux les plus conducteurs possible avec certaines contraintes cependant : la résistance mécanique/thermique et le coût. Notre cas d'étude portant sur les serveurs informatiques, nous avons étudié les interfaces thermiques ou TIM (Thermal Interface Materials) utilisées en électronique. Une étude détaillée a été faite concernant les TIM de type molle, graisse et à changement de phase; cependant nous avons décidé de ne pas l'inclure dans ce mémoire.

2.2 Le transfert convectif

Il s'agit du mécanisme de transfert thermique le plus efficace et donc le plus utilisé. La convection peut être également subdivisée en convection monophasique naturelle ou forcée, et en convection diphasique naturelle ou forcée. Les dispositifs de refroidissement industriels se basant sur la convection forcée d'un fluide diphasique jouissent des meilleures performances en termes de densité thermique, comme on peut le voir au niveau de la figure I.2.

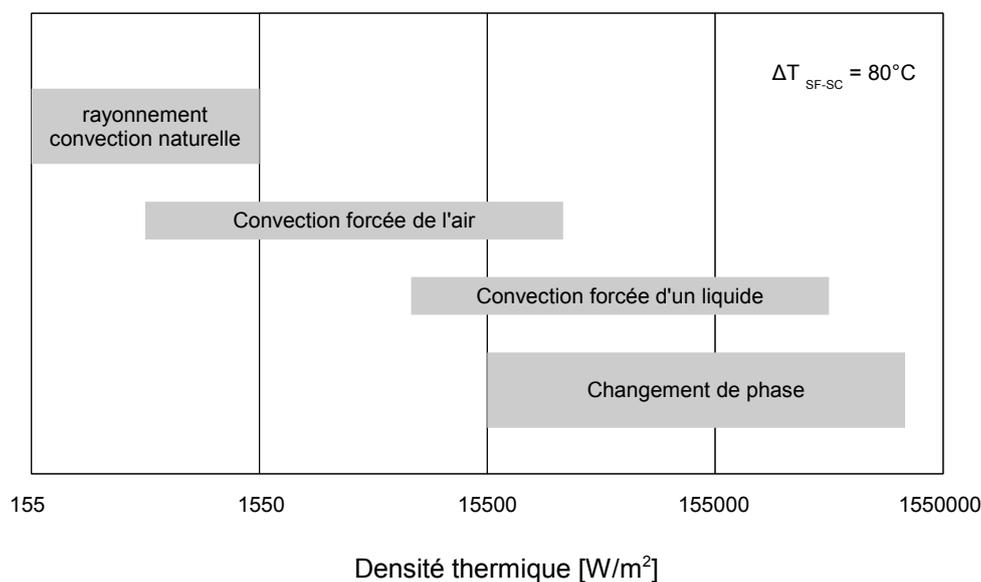


Figure I.2 – Flux de chaleur réalisables suivant la méthode de refroidissement utilisée en micro-électronique [1]

Les échanges convectifs sont influencés par trois facteurs :

- la surface d'échange,
- le coefficient d'échange entre le fluide et la paroi (ou l'élément à refroidir),
- la nature du fluide utilisé quant à ses propriétés thermophysiques (conductivité thermique, masse volumique, viscosité dynamique, chaleur massique, chaleur latente, tension de surface et le point d'ébullition).

2.3 Le transfert radiatif

Ce mécanisme de transfert thermique est couramment utilisé dans les processus industriels de chauffage ou de cuisson, particulièrement les fours industriels. Cette partie n'est pas abordée dans cette thèse.

3 Minimiser la différence de température “source chaude/source froide”

L’intérêt de minimiser la résistance thermique au flux de chaleur (saut de température source chaude-source froide) est d’augmenter la densité thermique des sources chaudes et/ou la température de la source froide. En effet, si la source chaude (Fig. I.3) est à une température “ T_{SC} ” et la source froide à “ T_{SF} ”, après minimisation de la résistance thermique (saut de température “ $T_{SC} - T_{SF}$ ”), la température de la source chaude passe de “ T_{SC} ” à “ T_{SC1} ”, le gain est de “ $T_{SC} - T_{SC1}$ ”. Celui-ci peut être exploité de deux manières différentes.

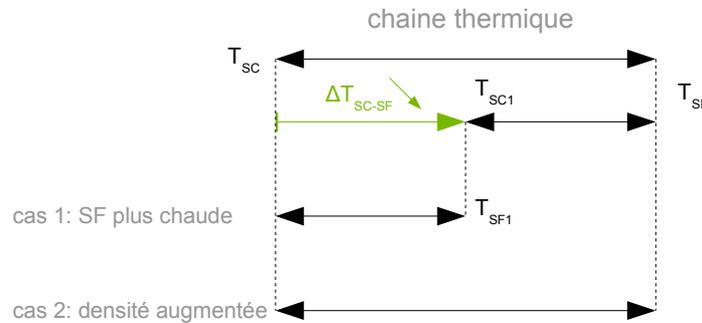


Figure I.3 – Approches d’exploitation du gain en différence de température source chaude-source froide

3.1 Cas 1 : Augmenter la température de la source froide

La production de froid dans les infrastructures de refroidissement industrielles peut avoir un coût financier et environnemental important, de même qu’un impact significatif sur le rendement global de l’installation. Pouvoir limiter son utilisation serait d’un intérêt non négligeable. Donc plus la température de la source froide est haute, meilleurs sont le rendement, le coût et l’impact environnemental de l’installation. Concrètement, le gain “ $T_{SC} - T_{SC1}$ ” permet d’augmenter la température de la source froide de “ T_{SF} ” à “ T_{SF1} ” (ou “ T_{SC1} ”), et donc de ramener la température de la source chaude à “ T_{SC} ” (Fig. I.3), tout cela en conservant la densité de puissance de l’installation

3.2 Cas 2 : Augmenter la densité thermique de la source chaude

La diminution de la différence de température entre la source froide et la source chaude peut servir à augmenter la densité thermique de la source chaude. Concrètement, la tem-

pérature de la source chaude passera de “ T_{SC1} ” après optimisation à “ T_{SC} ”(Fig. I.3) en augmentant au passage le flux de chaleur transmis à la source froide.

Il est bien évident que rien n’empêche d’envisager une technique ou dispositif de refroidissement qui serait un compromis entre l’augmentation de la température de la source froide et l’augmentation de la densité thermique.

Jusqu’à présent, nous avons vu l’intérêt de diminuer la différence de température entre la source froide et la source chaude des systèmes de refroidissement industriels. Minimiser cette différence de température passe par la minimisation de la résistance thermique au flux de chaleur causée par le vecteur énergétique. Nous avons également vu, que le transfert de chaleur conductif et radiatif est limité en terme de possibilité d’optimisation, ne permettant que de faibles gains. Nous avons donc axé notre travail sur l’amélioration et l’optimisation du transfert convectif dans les systèmes de refroidissement industriels.

4 Intensification des échanges convectifs

Améliorer le transfert convectif dans les dispositifs de chauffage ou de refroidissement industriels revient à intensifier l’échange thermique entre un fluide caloporteur et une surface chaude. Différentes approches existent dans la littérature :

- l’extension de la surface d’échange fluide-paroi
- l’augmentation du débit de circulation de telle sorte à se mettre dans un régime à haut coefficient de transfert convectif
- la perturbation de la couche limite thermique/hydrodynamique
- l’utilisation du fluide caloporteur offrant les propriétés thermophysiques les plus avantageuses (grande conductivité thermique, capacité massique ou chaleur latente).

Nous analyserons toutes ces approches, dont certaines ont fait l’objet d’études poussées et appliquées. L’inconvénient de certaines techniques d’intensification est l’augmentation des pertes hydrauliques dans le circuit de refroidissement notamment pour les techniques faisant intervenir des obstacles tels que les ailettes et les turbulateurs. Augmenter les pertes hydrauliques dans un circuit de refroidissement industriel peut être très préjudiciable, la taille du système de pompage pouvant augmenter rapidement. A titre indicatif, doubler le débit de circulation revient à multiplier par quatre la perte de charge et par huit la puissance de pompage.

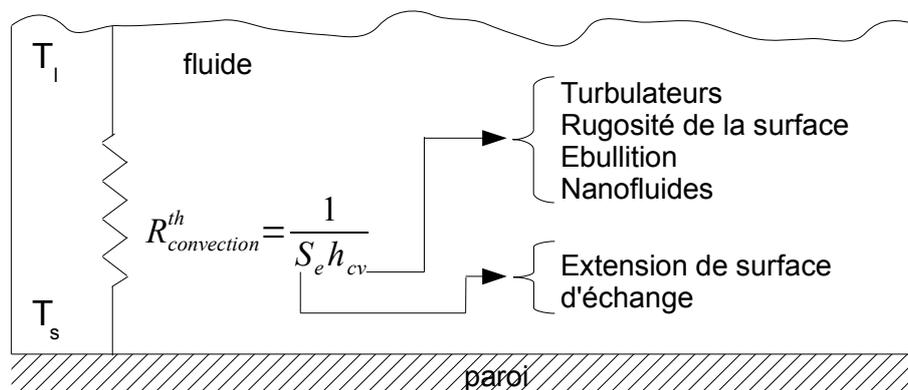


Figure I.4 – Techniques d'intensification des échanges convectifs fluide/paroi

On peut résumer le phénomène de transfert convectif dans un canal à une résistance thermique convective entre la surface chaude et le liquide caloporteur. La résistance thermique convective est inversement proportionnelle au coefficient d'échange thermique convectif et à la surface d'échange fluide/paroi (Fig. I.4). Toutes les techniques d'intensification du transfert de chaleur vont influencer ces deux paramètres. L'ajout d'ailettes va principalement agir sur la surface d'échange, alors que les turbulateurs, les régimes convectifs en ébullition, la rugosité de la surface et la conductivité du liquide caloporteur vont agir sur le coefficient d'échange. Le coefficient d'échange convectif dépend étroitement de la couche limite (principalement son épaisseur), et ainsi, toutes les techniques d'intensification hors extension de surface d'échange auront tendance à détruire ou du moins perturber cette couche limite.

Dans cette optique, nous avons étudié les méthodes permettant de minimiser la résistance convective en suivant différentes approches classées selon le paramètre intervenant dans le processus convectif qu'elles impactent.

4.1 Extension de la surface d'échange convectif

Il s'agit de la technique d'intensification des échanges convectifs la plus répandue et la plus simple à mettre en œuvre. L'extension de la surface d'échange consiste à prolonger ou augmenter la surface de contact entre le fluide caloporteur et la paroi ou l'élément à refroidir. La plus part du temps des ailettes de différentes formes sont utilisées à cette fin. La littérature concernant l'intensification des échanges de chaleur entre une surface chaude et un liquide caloporteur en contact direct est abondante. Ci-après, citons quelques études.

Young et Vafai [20] ont étudié numériquement l'écoulement et les échanges thermiques dans un canal 2D contenant des rangées d'obstacles chauffés. Le but était d'évaluer l'impact d'un changement de largeur, hauteur, espacement, méthode de chauffage et du nombre d'obstacles sur la performance du refroidissement. Ils ont relevé, entre autres, que les obstacles de petite taille avec un espacement large transfère la chaleur vers le fluide caloporteur d'une manière plus efficace.

Farhanieh et al. [21] ont étudié numériquement et expérimentalement l'écoulement laminaire ainsi que le transfert de chaleur dans un canal parsemé de rainures. Ils ont remarqué que l'échange de chaleur augmente par rapport à un canal droit (sans rainures). Cependant, ils ont relevé une augmentation de la perte de charge significative.

4.2 Augmentation du coefficient d'échange convectif

Nous savons à présent que l'un des principaux acteurs de la résistance thermique convective est la couche limite hydrodynamique/thermique. La couche limite hydrodynamique se manifeste par un gradient de vitesse " $\frac{\partial u}{\partial y}|_{y=0}$ ", entre la paroi et le centre du canal en écoulement interne, dû à la contrainte de cisaillement " τ_s " au niveau de la paroi. La vitesse nulle au niveau de la paroi et maximale au niveau de l'écoulement libre engendrent le profil de vitesse en parabole bien connu (Fig. I.5).

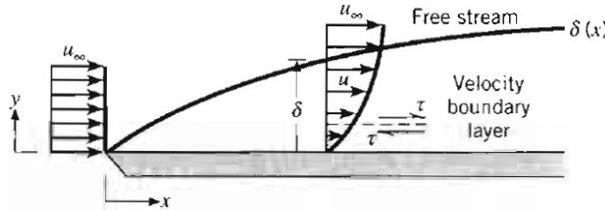


Figure I.5 – Développement de la couche limite hydrodynamique sur une plaque plane [2]

Ce qui va caractériser la couche limite hydrodynamique est son épaisseur " δ ", le coefficient de frottement à la paroi " C_f " et la proportionnalité entre le gradient de vitesse axial (suivant la direction perpendiculaire à l'écoulement) et la contrainte de cisaillement. La constante de proportionnalité dans cette égalité est la viscosité dynamique du fluide newtonien (Eqn. I.1).

$$\tau_s = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (\text{I.1})$$

L'épaisseur de la couche limite hydrodynamique est déterminée quand la valeur de la vitesse axiale “ u ”, à une hauteur “ y ” donnée, atteint 99% de la vitesse axiale de l'écoulement libre “ u_∞ ”.

On distingue également entre une couche limite laminaire et turbulente des profils de vitesse associés de formes différentes. En effet, le gradient vertical de vitesse dans la couche limite turbulente est plus important mais s'étend sur une épaisseur limitée, alors que l'effet du gradient de vitesse vertical dans le cas laminaire est ressenti beaucoup plus loin en dépit de sa moindre importance. La couche limite turbulente a fait l'objet d'études poussées, de par son importance, dans des domaines telle que l'aéronautique. Il est admis que la couche limite turbulente comporte une région interne constituant 20% de l'épaisseur “ δ ” de la couche limite, et une région externe constituant 80% de l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique. La région interne comporte elle-même trois sous-couches : la sous-couche visqueuse (proche de la paroi sous domination des forces visqueuses), la région de transition ou tampon (où les effets visqueux sont du même ordre de grandeur que l'effet de la turbulence) et la région complètement turbulente ou zone logarithmique (où les effets de la turbulence dominant). Pour plus de détails, on pourra consulter le livre de Cebeci [22] portant sur la structure de la couche limite hydrodynamique turbulente.

Dans le cas d'un refroidissement, la couche limite thermique se manifeste par un gradient de température “ $\frac{\partial T}{\partial y}|_{y=0}$ ” entre la paroi chauffée et le centre du canal en écoulement interne, dû à la stagnation du fluide au niveau de la paroi. Les températures “ T_s ” au niveau de la paroi et “ T_∞ ” au niveau de l'écoulement libre engendrent le profil de température en parabole inversée (Fig. I.6).

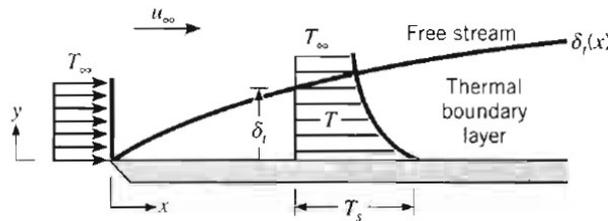


Figure I.6 – Développement de la couche limite thermique sur une plaque plane isotherme [2]

Ce qui va caractériser la couche limite hydrodynamique est son épaisseur “ δ_t ” et le coefficient d'échange thermique convectif “ h_{cv} ” au quel il est difficile de trouver une expression, celle-ci dépendant de la géométrie, des propriétés du fluide caloporteur et du régime d'écoulement principalement.

La stagnation du fluide au niveau de la paroi provoque un transfert de chaleur conductif. Le flux de chaleur local qui lui est associé (entre la paroi et le fluide caloporteur) peut être exprimé par la loi de Fourier pour la conduction pure

$$q_s'' = -k_f \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (\text{I.2})$$

D'autre part on peut appliquer la loi de Newton pour le transfert de chaleur par convection

$$q_s'' = h_{cv} (T_s - T_\infty) \quad (\text{I.3})$$

L'égalité des deux équations I.2 et I.3 donne une première expression du coefficient d'échange convectif

$$h_{cv} = \frac{-k_f (\partial T / \partial y)|_{y=0}}{T_s - T_\infty} \quad (\text{I.4})$$

Enfin, de même que pour l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique, l'épaisseur de la couche limite thermique est déterminée quand le rapport “ $(T_s - T)/(T_s - T_\infty)$ ”, à une hauteur “ y ” donnée, vaut 99%.

Dans l'expression I.4 on remarque que la conductivité du liquide “ k_f ” est directement proportionnelle au coefficient d'échange convectif “ h_{cv} ”. Cela peut paraître surprenant de parler de conductivité thermique (souvent associée au transfert de chaleur conductif) dans un problème de transfert convectif. Cependant, elle est l'un des principaux facteurs responsables de la résistance convective. En effet, étant donné la stagnation du fluide à la paroi, le seul mécanisme de transfert de chaleur possible à travers le fluide est la conduction. Dès lors, on commence à entrevoir l'intérêt d'utiliser les nanofluides en tant que liquide de refroidissement.

Les couches limites hydrodynamique et thermique sont les principales responsables de la perte de charge régulière et de la résistance convective. La couche limite thermique apparaît systématiquement dans les problèmes de refroidissement ou de chauffage d'une paroi par un fluide caloporteur. Ce qui fait du couple fluide/paroi le facteur le plus influent dans le contrôle de l'épaisseur de la couche limite, et donc du coefficient d'échange convectif. Dans ce qui suit on distinguera donc les moyens d'améliorer le coefficient d'échange en jouant soit sur l'aspect de la surface d'échange soit des propriétés du fluide caloporteur.

4.2.1 Amélioration du coefficient d'échange convectif en jouant sur la dynamique du fluide caloporteur

Les techniques d'intensification du transfert de chaleur convectif en jouant sur la nature du fluide caloporteur ne sont pas très connues et assez récentes pour certaines. Concrètement, il s'agit de mettre à profit les propriétés dynamiques du fluide. La technique la plus courante est l'augmentation du débit de circulation du fluide caloporteur pour atteindre un régime d'écoulement favorisant le transfert de chaleur, le régime turbulent notamment. Cependant, augmenter le débit, comme cité précédemment, a un coût non négligeable en termes d'encombrement et de consommation électrique du système de pompage. Les techniques de refroidissement basées sur l'ébullition nucléée d'un fluide caloporteur, sont connues pour leur coefficient d'échange convectif très important. Cela est dû à la mise à profit de la chaleur latente d'évaporation, mais surtout à l'intensification du brassage créé par le départ des bulles de vapeur. Ces bulles de vapeur ont tendance à perturber, voire détruire la couche limite thermique (Fig. I.7).

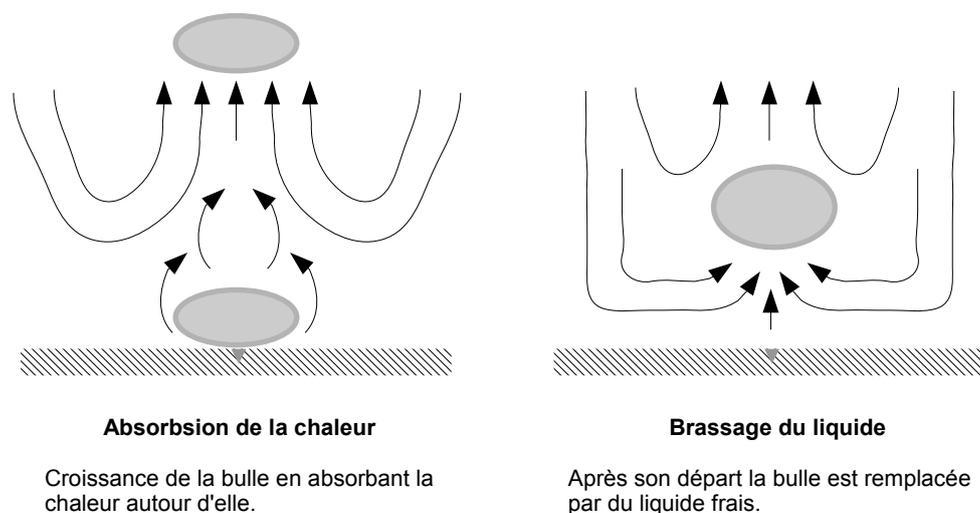


Figure I.7 – Décollage d'une bulle de vapeur à partir d'une surface plane isotherme

Les études sur l'utilisation des nanofluides en tant que fluides caloporteurs ont connu un grand essor ces dernières années. Les nanofluides ont la particularité d'avoir une conductivité thermique élevée et d'offrir des coefficients d'échange intéressants de par le brassage que vont créer les nanoparticules les constituant. Ces nanoparticules auront tendance à perturber ou détruire la couche limite thermique (Fig. I.8). L'état de l'art scientifique et technologique à propos des nanofluides est décrit dans la partie §.4.3.1 de ce chapitre.

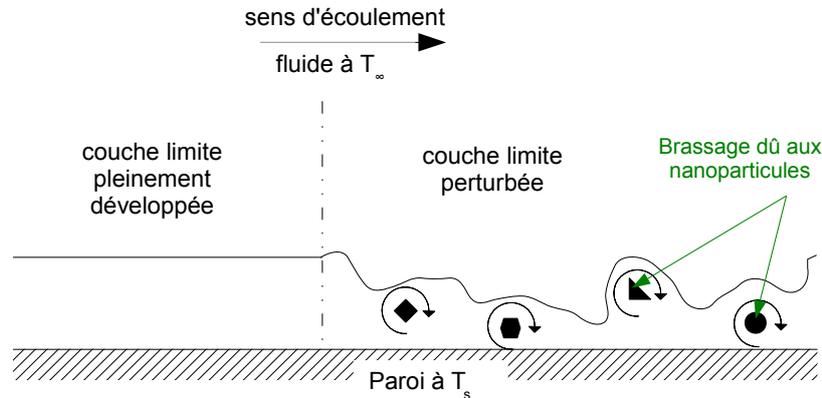


Figure I.8 – Micro-brassage créé par les nanoparticules dans les naonofluides

4.2.2 Amélioration du coefficient d'échange convectif en jouant sur l'aspect de la surface à refroidir

Le deuxième acteur qui peut agir sur la couche limite thermique et donc la résistance thermique convective est l'aspect microscopique et macroscopique de la surface à refroidir. Jouer sur l'aspect macroscopique, revient à créer artificiellement de la turbulence par l'insertion de turbulateurs tels des obstacles ou des rainures au sein même de la paroi. Jouer sur l'aspect microscopique de la surface à refroidir consiste à créer de la rugosité artificiellement sur cette dernière. De même que pour l'extension de la surface d'échange dans le cadre de l'intensification du transfert de chaleur convectif en canal fermé, la littérature sur l'ajout de turbulateurs ou la création de rugosité artificielle abonde. Ci-après citons quelques.

Bilen et al. [23] ont mené une étude expérimentale des caractéristiques thermique et hydraulique d'un écoulement turbulent d'air dans des tubes à différentes géométries de rainures (circulaires, trapézoïdales et rectangulaires) pour des nombres de Reynolds allant de 10000 à 30000. Comparée à un tube lisse, l'augmentation du transfert de chaleur est de 63% pour la configuration à rainures circulaires, de 58% pour les rainures trapézoïdales et de 47% pour le tube à rainures rectangulaires. Les auteurs ont attribué la relative mauvaise performance thermique des rainures rectangulaires à l'apparition de zones de stagnation ou de recirculation dans cette configuration. La performance thermique relativement similaire des rainures trapézoïdales et circulaires, et ce malgré un nombre inférieur de rainures trapézoïdales, s'explique par une plus grande perturbation de l'écoulement (sous-entendu couche limite thermique) dans cette configuration.

Korichi et Oufer [24] ont simulé numériquement l'écoulement et le transfert de chaleur dans un canal rectangulaire horizontal et en 2D. Des obstacles, dont le chauffage était

maitrisé, sont montés alternativement de part et d'autre du canal. Ils ont relevé une augmentation de 123% du transfert de chaleur entre les obstacles et le liquide caloporteur. Ils ont expliqué ces résultats, entre autres, par l'apparition d'un écoulement oscillatoire, auto-entretenu de type "ondes de Tollmien-Schlichting" interrompant périodiquement la couche limite thermique. Ces ondes sont amorcées par l'alternance des élargissements/rétrécissements de la section de passage du liquide.

4.3 Choix du fluide caloporteur

Les propriétés thermophysiques du fluide caloporteur (conductivité, chaleur massique, masse volumique, chaleur latente) jouent un rôle important dans les échanges convectifs comme nous avons pu le voir. Le rôle de la chaleur massique et de la conductivité thermique est primordial pour les systèmes de refroidissement où le vecteur d'énergie est un fluide caloporteur monophasique, alors que le point d'ébullition et la chaleur latente d'évaporation sont importants dans les systèmes faisant intervenir un processus de changement de phase.

4.3.1 Amélioration des propriétés liées au transfert de chaleur sensible : les nanofluides

Jouer sur les propriétés thermophysiques du fluide caloporteur, notamment sa conductivité thermique intervenant dans le transfert de chaleur sensible, permet de réaliser des gains en transfert de chaleur. Les nanofluides s'inscrivent dans cette catégorie de technique d'intensification. Nous dresserons l'état de l'art de cette technologie du point de vue de la compréhension des phénomènes physiques associés aux changements des propriétés thermophysiques observés.

Comme expliqué précédemment, il est d'usage d'augmenter les surfaces d'échange en insérant des ailettes ou bien d'augmenter artificiellement la turbulence pour améliorer toute approche de refroidissement ou de chauffage industriel. Il semblerait toute fois que des limites soient atteintes en termes d'amélioration des échanges thermiques dans ces catégories. Ce qui a orienté l'attention des chercheurs vers l'autre acteur important du transfert convectif, "le fluide caloporteur". Pour qu'un fluide soit performant, il doit avoir un pouvoir calorifique " $\rho.C_p$ " et une conductivité thermique importants. L'eau satisfait la première condition avec une chaleur massique " C_p " de $4185.5 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ à 15°C , mais sa conductivité thermique est assez faible, $0.6 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ à 20°C . Augmenter la conductivité thermique du fluide apparaît donc comme une priorité.

L'apparition et le développement de nouveaux fluides, "les nanofluides", est en plein essor. Il s'agit de liquide qui permettent d'accroître le transfert de chaleur en y introduisant une faible concentration de nanoparticules (0.1 à 5%) qui sont de nature métallique, à forte conductivité thermique. Un nombre important de recherches montre que l'on peut améliorer les propriétés thermiques, notamment la conductivité, de 20% voire plus. Outre la conductivité, un nanofluide peut être plus performant que son liquide de base concernant le coefficient d'échange convectif " h_{cv} " pour une même vitesse d'écoulement.

4.3.1.1 Les nanofluides

Un nanofluide est une solution colloïdale composée d'un liquide porteur, pouvant être de l'eau ou n'importe quel autre liquide caloporteur, dans lequel on insère des nanoparticules d'origine métallique (métal oxydé ou pur) ou organique. L'intérêt est d'augmenter les propriétés thermophysiques du fluide de base intervenant dans le transfert de chaleur sensible (capacité volumique " $\rho.C_p$ " et conductivité thermique " k "). L'inconvénient est l'augmentation en parallèle des propriétés liées à la perte d'énergie hydraulique (masse volumique " ρ " et viscosité dynamique " μ " ou cinématique " ν ").

Anoop et al. [4] ont présenté la répartition dimensionnelle des particules d'une nanopoudre d'alumine " Al_2O_3 ". La taille des nanoparticules est répartie en gaussienne dont l'extremum est de 60 nm, la taille moyenne théorique étant de 45 nm (Fig. I.10). Les fabricants de nanopoudre donnent en général cette valeur moyenne comme étant l'APS (Average Particle Size). Il est difficile d'obtenir une taille précise de nanoparticule (se référer à la partie §.1.1 de l'Annexe A pour plus de détails).

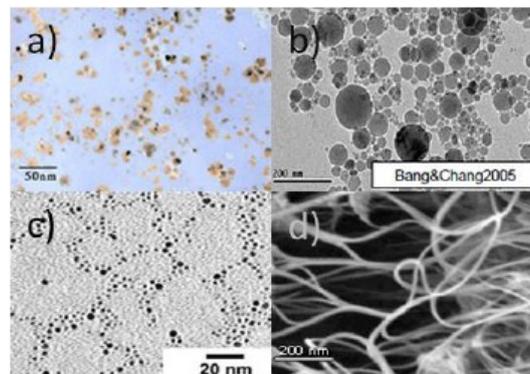


Figure I.9 – Nanofluides vus au microscope électronique : a) éthylène glycol + Cu à 0.5% ; b) eau + Al_2O_3 ; c) eau + Au à 2 nm ; d) eau + MWCNT [3]

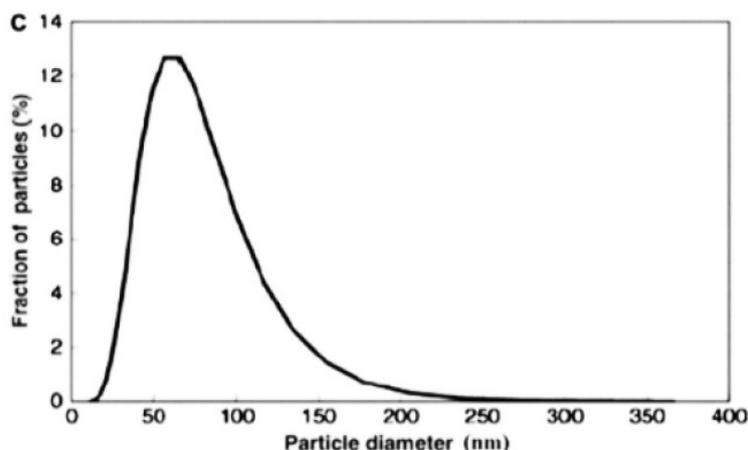


Figure I.10 – Répartition des particules d’Alumine “ Al_2O_3 ” de 45 nm de taille moyenne[4]

Propriétés	Commentaires
Fluide de base	Eau, huile, éthylène glycol (EG) : les plus utilisés pour les applications de refroidissement
Matériaux des particules	Métaux purs, oxydes métalliques, semi-conducteurs, céramiques, nanotubes de carbone (NTC), fullerène, diamant, polymères, etc. Les plus fréquents : Al_2O_3 , CuO , TiO_2 , SiC , TiC , Ag , Au , Cu , et Fe
Taille des particules	1 à 100 nm de diamètre pour les particules sphériques
Géométrie des particules	Sphère, cylindre, disque, tube
Fraction volumique	0,1 à 10 %, en général < 5%

Tableau I.1 – Nanofluides - Informations générales [17, 18]

4.3.1.2 Physique du transfert thermique dans les nanofluides

Les résultats des tests expérimentaux concernant les nanofluides, obtenus par plusieurs auteurs, ont montré que le gain en conductivité thermique est plus important que celui

prévu par les modèles théoriques [25]. Sachant que la plupart des modèles se basent sur des lois de mélange valables pour des corps micro- voire même millimétriques. Plusieurs phénomènes non pris en compte dans les différents modèles peuvent expliquer cette hausse de conductivité thermique. Les principaux phénomènes sont l'agitation brownienne, l'agglomération ou "clustering" des nanoparticules, la couche interfaciale autour des nanoparticules et le transport thermique par phonon balistique. Une analyse plus poussée est détaillée dans la partie §.1.4 de l'Annexe A.

4.3.1.3 Critères de performance d'un nanofluide

Dans la partie précédente, on a vu qu'en augmentant la concentration des nanoparticules on augmente la conductivité thermique, mais simultanément on augmente la viscosité du liquide et donc les pertes de charge. Le coefficient d'échange convectif dépend de la conductivité thermique, de la chaleur spécifique, de la masse volumique et de la viscosité. Dans un circuit hydraulique, la viscosité et la masse volumique influencent la puissance nécessaire au pompage et donc le bilan énergétique de l'installation. Ce dernier peut s'aggraver en augmentant de manière excessive la charge en nanoparticules.

Prasher et al.[26] ont établi un coefficient permettant de savoir si l'utilisation du nanofluide en régime laminaire est favorable ou pas. Le coefficient correspond au rapport entre un coefficient de viscosité C_μ et un coefficient de conductivité C_k .

$$\left. \begin{aligned} \frac{k_{nf}}{k_0} &= 1 + C_k \phi_p \\ \frac{\mu_{nf}}{\mu_0} &= 1 + C_\mu \phi_p \end{aligned} \right\} \mapsto \text{si } \frac{C_\mu}{C_k} < 4, \text{ le nanofluide est avantageux} \quad (I.5)$$

Pour pouvoir évaluer l'efficacité d'un nanofluide en régime turbulent Timofeeva et al.[18] ainsi que Singh et al.[27] utilisent le nombre Mouromtseff.

$$Mo = \frac{\rho^a k^b C_p^d}{\mu^e} \quad (I.6)$$

Avec : a = 0.8, b = 0.6, d = 0.4, e = 0.4 selon Singh et al.[27].

Plus le nombre de Mouromtseff est important plus le fluide est efficace. Plusieurs exemples de calcul du nombre de Mouromtseff montrent que de nombreux nanofluides à température ambiante ne sont pas avantageux comparés au liquide de base qui leur est associé. L'étude du nombre de Mouromtseff en fonction de la température montre qu'il existe une plage de température pour laquelle le nanofluide est plus performant que le liquide de base, mais aussi des plages de température où l'emploi d'un nanofluide n'est pas

avantageux. Il apparaît que le nombre de Mouromtseff est un bon critère de comparaison entre différents nanofluides.

4.3.1.4 Propriétés thermophysiques des nanofluides

4.3.1.4.1 Conductivité thermique

La conductivité thermique est une grandeur caractérisant un fluide lors d'un transfert de chaleur conductif. Dans la littérature, on trouve un nombre important d'études montrant que l'ajout d'une nanopoudre augmente la conductivité thermique d'un liquide [28]. La conductivité thermique des nanofluides dépend de la nature du liquide de base, de la nature du matériau constitutif des nanoparticules, de la taille, de la forme et de la concentration volumique des nanoparticules, de la température, de la présence d'additifs et du pH du mélange [3]. Nous verrons par la suite, notamment en partie §.1.5 de l'Annexe A, l'effet de ces paramètres sur la conductivité thermique.

Auteurs	Nanofluides	Concentration [% vol.]	Particule [nm]	Gains [%]
Eastman [29]	EG et CuO	4	35	20
Chandrasekar [30]	eau et Al_2O_3	3	43	9.7
Strandberg [31]	60% EG + 40% eau et CuO	4	29	31
Sundar [5]	Eau et Al_2O_3	0.8	47	6.52

Tableau I.2 – Exemples d'amélioration de la conductivité thermique trouvés dans la littérature

Différents auteurs proposent des modèles de calcul de conductivité thermique généralement basés sur des lois de mélange (fluide-nanoparticules). Les modèles les plus courants sont ceux de Maxwell et Hamilton/Crosser [13]. Ding et al. [32], Sundar et Sharma [5] ainsi que Yu et al. [13] présentent une grande quantité de modèles adaptés à des liquides spécifiques. Par exemple, le modèle de Koo-Kleinstreuer [5, 13] est adapté à un nanofluide à base de nanoparticules de CuO .

Sundar et Sharma [5] ont comparé différents modèles théoriques à des valeurs expérimentales (Fig. I.11).

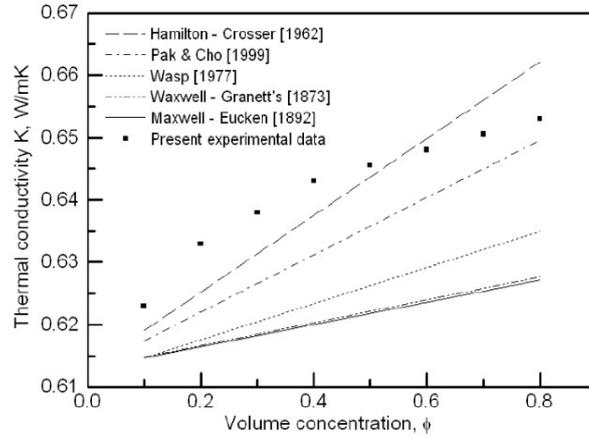


Figure I.11 – Comparatif des modèles théoriques de conductivité thermique d'un nanofluide aux données expérimentales pour du Al_2O_3 +eau à T° ambiante [5]

Modèle	Expression k/k_0	Remarques
Maxwell	$\frac{k_p+2k_0+2(k_p-k_0)\phi_p}{k_p+2k_0-(k_p-k_0)\phi_p}$	Particules de forme sphériques
Hamilton-Crosser	$\frac{k_p+(n-1)k_0+(n-1)(k_p-k_0)\phi_p}{k_p+(n-1)k_0-(k_p-k_0)\phi_p}$	avec “n” le facteur de forme = $3/\psi$, ψ étant la sphéricité de la particule [33]

Tableau I.3 – Modèle de Maxwell et Hamilton/Crosser, “o” pour le fluide et “p” pour les particules

Le modèle Hamilton et Crosser est le plus proche des valeurs expérimentales [5]. En comparant le modèle de Hamilton et Crosser à celui de Maxwell, le premier modèle donne un meilleur résultat car il prend en compte la forme des nanoparticules grâce à un facteur. Eastman et al. [29] ont démontré que la conductivité thermique déterminée par Hamilton et Crosser sous-estime les valeurs expérimentales pour des nanofluides à base de nanoparticules métalliques oxydées. Dans le cas des nanofluides métalliques, ceci est encore plus vrai. En partie §.1.5 de l'Annexe A, sur la base de notre analyse bibliographique, nous montrons quelle influence peuvent avoir des paramètres tels que : la concentration, la nature du matériau, la taille et la géométrie des nanoparticules sur la conductivité thermique des nanofluides. De même, l'influence de la température et du pH du liquide sur la conductivité thermique des nanofluides est mise en évidence.

4.3.1.4.2 Masse volumique et chaleur massique

Le calcul analytique de la masse volumique et de la chaleur spécifique est assez simple et assez conforme aux valeurs expérimentales. En revanche, pour le calcul de la viscosité, on observe une divergence entre les valeurs expérimentales et les modèles de calcul théorique [17].

La masse volumique et la chaleur spécifique des nanofluides se calculent par des lois de mélange [3, 17, 33, 34] :

$$\rho_{nf} = (1 - \phi_p) \rho_o + \phi_p \rho_p \quad (\text{I.7})$$

$$C_{p,nf} = \frac{(1 - \phi_p) (\rho C_p)_o + \phi_p (\rho C_p)_p}{(1 - \phi_p) \rho_o + \phi_p \rho_p} \quad (\text{I.8})$$

4.3.1.4.3 Viscosité dynamique

Concernant la viscosité dynamique des nanofluides, Nguyen et al.[35] ont montré qu'elle augmentait avec la concentration de particules et décroissait avec la température. Ils ont aussi analysé l'influence de la taille des particules sur la viscosité. Ils ont remarqué que pour une fraction volumique de particules inférieure à 4%, la taille n'a quasiment pas d'influence. Alors que pour des fractions supérieures, la taille des particules joue un rôle important. Prasher et al. [26] ont étudié l'influence de la taille des particules sur la viscosité dynamique pour différents nanofluides à des concentrations identiques. Selon les courbes obtenues rien ne permet de tirer de conclusions probantes.

Les modèles théoriques de calcul de la viscosité les plus utilisés sont résumés dans le tableau I.4 ci-après

Modèle	Expression	Remarques
Einstein (1906)	$\mu_{nf} = \mu_o (1 + 2.5 \phi_p)$	Faibles concentrations et particules sphériques [13, 33]
Brinkman (1952)	$\mu_{nf} = 2.5 \mu_o (1 - \phi_p)$	Particules sphériques et non sphériques [13, 36]

Tableau I.4 – Modèles couramment utilisés pour le calcul de la viscosité des nanofluides

Yu et al. [13] présentent 27 modèles théoriques de calcul de viscosité adaptés aux différentes tailles, formes et matériaux des particules. De manière générale, ces modèles

sous-estiment les valeurs expérimentales. Rostamani et al. [36] calculent la viscosité avec l'équation de Vogel-Fulcher-Tammann qui tient compte de la température. Timofeeva et al. [18] ont analysé l'influence de la géométrie des particules sur la viscosité et ont constaté que les formes de particules offrant une grande conductivité thermique aux nanofluides ne sont pas forcément celles qui conduisent aux viscosités les plus importantes.

L'ajout de nanoparticules dans un liquide caloporteur augmente certes la performance thermique à travers la conductivité, mais augmente également la perte de charge hydraulique à cause du changement de viscosité. Le bilan de perte de charge dans un circuit hydraulique de refroidissement/chauffage utilisant un nanofluide en guise de liquide caloporteur nécessite une vigilance particulière.

Une multitude de modèles de calcul de la conductivité thermique " k_{nf} " et de la viscosité dynamique " μ_{nf} " du nanofluide existent dans la littérature.

4.3.1.5 Nanofluides en convection

4.3.1.5.1 Convection forcée

Comme détaillé dans la partie §.4.2 de ce chapitre, le transfert de chaleur par convection forcée est caractérisé par la surface d'échange fluide/paroi et par le coefficient d'échange thermique convectif " h_{cv} " du fluide en mouvement [33]. De manière générale, ce coefficient est bien défini moyennant une longueur caractéristique " L_c ", la conductivité thermique " k " du liquide et le nombre de Nusselt " Nu ". Le nombre de Nusselt qui représente le rapport entre l'échange thermique convectif et conductif, est souvent utilisé pour établir les corrélations du coefficient d'échange convectif.

$$h_{cv} = \frac{Nu k}{L_c} \quad (I.9)$$

Yu et al. [13] proposent 5 modèles de calcul de " h_{cv} " pour différents nanofluides à différents régimes. Le plus utilisé est celui de Pak et Cho pour des nanofluides à base de particules de Al_2O_3 ou de TiO_2 en régime turbulent.

$$Nu = 0.021 Re^{0.8} Pr^{0.5} \quad (I.10)$$

L'augmentation de la conductivité thermique diminue la valeur du nombre de Nusselt, mais, parallèlement, elle augmente le coefficient d'échange thermique.

Strandberg et al. [31] ont étudié des nanofluides en convection forcée en régime laminaire et turbulent. Ils ont observé qu'en augmentant la concentration de nanoparticules dans le liquide, on augmente le nombre de Prandtl, de Nusselt et le coefficient de transfert

thermique comparés au liquide de base. L'augmentation du coefficient de transfert thermique est généralement bien plus importante que la hausse de la conductivité thermique. Leurs courbes montrent bien que le gain relatif en " h_{cv} " ou en " Nu " est plus important en régime turbulent qu'en régime laminaire. Cependant, beaucoup d'auteurs affirment l'inverse. Par exemple David D. [3] rapporte que l'on peut s'attendre à une hausse du coefficient d'échange convectif de 15 à 80% par rapport à de l'eau pure en régime turbulent. Tandis que Ribeiro et al. [33] affirment qu'en régime laminaire, on peut obtenir des améliorations relatives de 300% pour un nanofluide à base de nanotubes de carbone.

4.3.1.5.2 Convection naturelle

La littérature est assez pauvre concernant les études des nanofluides en convection naturelle. Nous en avons répertorié quelques unes.

Elhajjar et al. [37] ont montré que pour certaines valeurs de Rayleigh le coefficient de transfert convectif relatif "nanofluide/eau" peut décroître concernant les régimes transitoires. Le nanofluide est moins performant que son liquide de base dans ce régime.

Le nombre de Rayleigh dépend du nombre de Prandtl et de Grashof. Le nombre de Prandtl " Pr " représente le rapport entre diffusion cinématique et diffusion thermique, alors que le nombre de Grashof " Gr " rapporte la poussée d'Archimède aux forces visqueuses. Le nombre de Rayleigh " Ra " est au transfert de chaleur en convection naturelle, ce qu'est le nombre de Reynolds " Re " aux régimes d'écoulement fluide.

$$Ra = \frac{g \beta L_c^3 \rho^2 C_p (T_s - T_\infty)}{\mu k} = Pr Gr \quad (I.11)$$

De même que pour la convection forcée, le coefficient d'échange en convection naturelle est proportionnel au nombre de Nusselt, qui lui-même dépend du nombre de Rayleigh. De ce fait, le coefficient d'échange thermique en convection naturelle aura la forme suivante :

$$h_{cv} = C \frac{k}{L_c} Ra^n \quad (I.12)$$

On remarque que le coefficient d'échange thermique en convection naturelle est proportionnel à la conductivité thermique du liquide. "n" vaut $\frac{1}{4}$ en régime laminaire et $\frac{1}{3}$ en régime turbulent.

4.3.1.6 Synthèse sur les nanofluides

La littérature concernant les nanofluides montre que leur utilisation en tant que fluide caloporteur est envisageable, la plupart des auteurs ayant constaté une amélioration des

performances thermiques. Les informations qui reviennent le plus souvent sont l'amélioration de la conductivité thermique et une hausse de la viscosité avec l'augmentation de la concentration en nanoparticules. L'utilisation des nanofluides est assez contraignante cependant, des précautions particulières devant être prises pour éviter la sédimentation des particules, la corrosion ou l'augmentation des pertes de charge. A l'opposé, certains auteurs affirment le contraire, en l'occurrence que les nanofluides sont moins performants que leurs liquides de base.

D'une manière générale, les nanofluides permettent de réduire l'encombrement et la consommation des équipements de refroidissement industriel par une meilleure efficacité. Comme les nanofluides sont de bons conducteurs de chaleur ils peuvent aussi être utilisés pour réchauffer plus efficacement. "La très petite taille des nanoparticules et les propriétés lubrifiantes de certaines d'entre elles permettraient leur emploi comme fluide pour les transmissions, les boîtes de vitesses et les huiles de moteurs thermiques" [3]. Un des grands inconvénients des nanofluides est leur prix (près de 100 euros le litre). On doit s'assurer de leur rentabilité. Leur emploi sera sûrement réservé aux technologies de pointes.

Les grandes disparités sur l'explication des phénomènes derrière l'amélioration des propriétés thermiques des nanofluides prouvent bien que cette technologie n'est pas encore mature. On s'attend à ce que la recherche dans ce domaine s'intensifie. Citons quelques pistes d'études possibles :

- Dans quel régime, laminaire ou turbulent, l'emploi de nanofluides est plus avantageux ?
- Influence des nanofluides sur la couche limite
- Influence des champs magnétiques sur les nanofluides à particules métalliques (stabilité, turbulence, couche limite)
- Impact environnemental des nanofluides (Être humain, plantes, nappes phréatiques)
- Déterminer l'optimum en taille, géométrie, matériau et concentration des nanoparticules
- Érosion des nanoparticules
- Comment garantir la stabilité des nanofluides ?
- Quels sont les véritables phénomènes physiques derrière les améliorations apportées par le nanofluide ?
- La durée de vie des nanofluides

Les nanofluides n'ont pas encore été assez bien étudiés, les différents modèles théoriques de calcul de leurs propriétés physiques (viscosité, conductivité,...) ne sont pas encore au

point. Mis à part le nombre de Mouromtseff, on note l'absence d'un outil qui permet de se prononcer sur l'efficacité d'un nanofluide, le nombre de Mouromtseff donnant plutôt une tendance. Pour pouvoir se prononcer sur l'efficacité d'un nanofluide dans un circuit de refroidissement, il est indispensable de faire des essais sur des installations réelles. Dans l'optique d'améliorer les échanges thermiques dans une plaque froide, nous avons utilisé et étudié deux nanofluides au Chapitre II.

4.3.2 Exploitation du transfert de chaleur diphasique : les caloducs

Contrairement aux nanofluides, les caloducs vont mettre à profit la chaleur latente du fluide caloporteur plutôt que sa chaleur sensible. En effet, le caloduc est une enceinte fermée dans laquelle circule un fluide à l'état de saturation entre une source chaude où il s'évapore, et une source froide où il se condense, et cela à température quasi constante. Il s'agit donc d'un court-circuit thermique. Son utilisation en tant que vecteur de chaleur s'est vulgarisée dans l'industrie à partir des années 70.

Dans cette partie, nous faisons une synthèse exhaustive de la technologie des caloducs. Nous commençons par faire un bref rappel historique sur leur développement depuis le 19^{ième} siècle à nos jours, leur principe de fonctionnement et leurs applications. Puis, nous les classons suivant plusieurs catégories sur la base de critères tels que : le type d'écoulement, les dimensions, la géométrie et la force motrice mise en jeu.

Dans la partie "phénomènes physiques" nous relevons l'intégralité des phénomènes physiques associés au fonctionnement des caloducs.

Nous terminons cette partie en parlant des limites de fonctionnement des caloducs. Nous verrons par la suite que certaines de ces limites sont très importantes lors des phases de dimensionnement d'un caloduc.

4.3.2.1 Historique, application et principe de fonctionnement

En 1836, l'américain Jacob Perkins est le premier à avoir déposé un brevet sur un système diphasique basé sur la circulation en boucle fermée de l'eau à l'état de saturation. Il s'agit en réalité d'un bouilleur en circuit fermé, considéré comme étant l'ancêtre direct des caloducs [15]. Entre 1942-1944, Gaugler, en collaboration avec General Motors, dépose le premier brevet d'un caloduc à pompage capillaire. En 1963, la course aux étoiles entre les États Unis et l'URSS a intensifié la recherche dans ce domaine, et les inventions relatives aux caloducs ont foisonné. Dans ce cadre, Grover a déposé au Los Alamos Laboratory (USA) plusieurs brevets de caloducs utilisant de l'eau ou du sodium liquide comme fluide de travail [38]. En 1965, Cotter est l'un des premiers à avoir publié des travaux théoriques

sur les caloducs, et il a défini également les grands principes de dimensionnement d'un caloduc. Durant les années 80, plusieurs études portant sur les caloducs ont été publiées. D'innombrables prototypes de caloducs ont été conçus, entre autres, des micro-caloducs, des caloducs pulsés, des caloducs LHP, des caloducs à pompage capillaire, et bien d'autres. Depuis les années 70 des conférences portant sur les caloducs sont organisées tout les deux ans en moyenne. A titre indicatif, le célèbre "*Journal of Heat transfer*" possède une section entière consacrée à la recherche et aux avancées dans le domaine des caloducs.

Un caloduc est un dispositif de transfert de chaleur passif extrêmement efficace, faisant intervenir un fluide de travail saturé sous ses formes liquide et gazeuse. Il est qualifié de Passif, car l'écoulement du fluide interne ne nécessite aucun dispositif mécanique extérieur. Il se base sur des phénomènes tels que la capillarité, l'osmose, les forces volumiques (gravité, rotation, champ électrique ou magnétique) et les mouvements oscillatoires. L'efficacité thermique du caloduc est due au fait qu'il induit de très faibles sauts de température pour de grandes puissances transférées. A titre de comparaison, un caloduc de 600 mm de long et de 10 mm de diamètre dissipe 200 W pour un ΔT de 0.5°C , alors qu'une barre de cuivre de mêmes dimensions pour la même puissance dissipée, induit un ΔT de 2550°C [39]. Cette efficacité réside dans la mise à profit de la chaleur latente du fluide de travail. Ainsi, les propriétés thermophysiques de ce dernier évoluent sur la ligne de saturation liquide/vapeur. Le passage d'une phase à une autre nécessitant une grande quantité d'énergie (2258 kJ/kg pour de l'eau saturée à 100°C), il se fait de manière quasi isotherme. C'est ainsi que certains définissent le caloduc comme étant un "court-circuit" thermique.



Figure I.12 – Fonctionnement d'un caloduc

Les caloducs sont utilisés dans des domaines très variés (échangeurs thermiques, médecine, refroidissement de composants électroniques, installations industrielles, etc.). Néanmoins, on distingue deux champs d'application des caloducs : le transfert des flux de chaleur élevés et l'homogénéisation de la température des systèmes thermiques. Cependant, certains caloducs peuvent être classés dans ces deux catégories. Dans le premier champ

d'application, on trouve les caloducs destinés au refroidissement des machines électriques tournantes, aux échangeurs de chaleur, au refroidissement de composants électroniques, aux capteurs solaires pour le chauffage domestique, aux fondoirs à neige, ou bien aux récupérateurs de chaleur dans les centrales de production d'énergie (Fig. I.13).

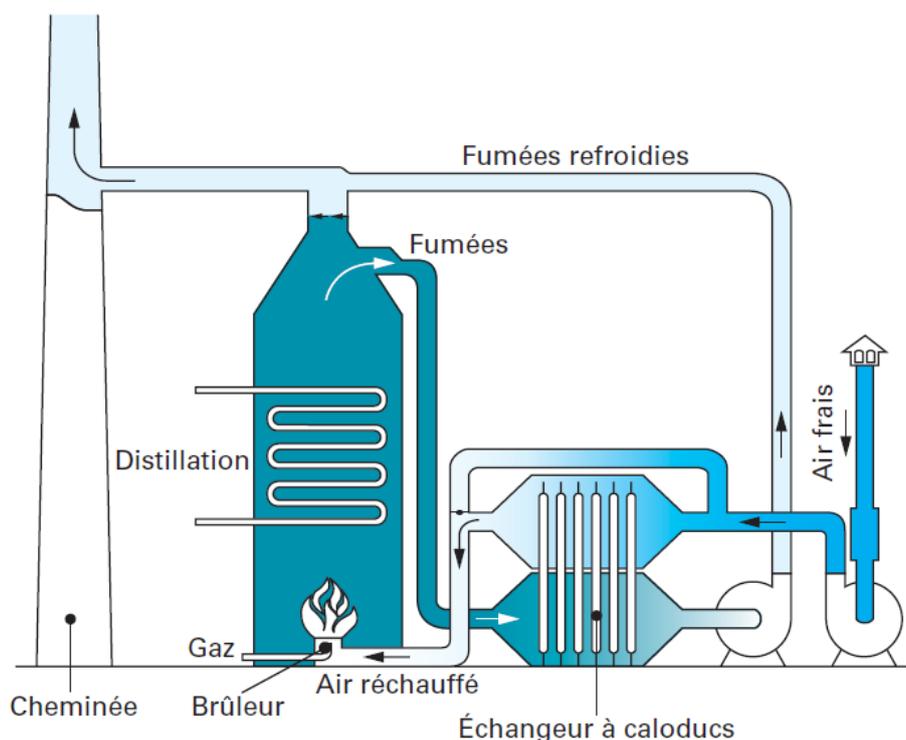


Figure I.13 – Récupérateur de chaleur à caloducs dans une chaudière [6]

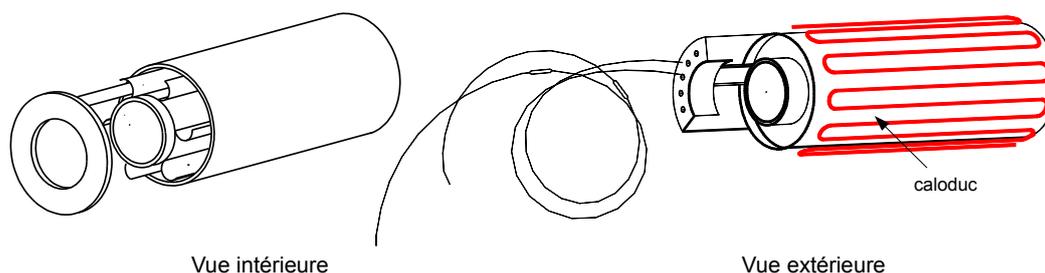


Figure I.14 – Four à caloducs isotherme pour l'étalonnage de thermocouples

Dans le second champ d'application, pour l'électronique par exemple, les caloducs peuvent jouer le rôle d'homogénéisateur thermique afin de supprimer d'éventuels points chauds. De même, les caloducs peuvent être utilisés dans des structures évoluant dans un champ thermique tels que les enveloppes de satellite et les supports de télescopes.

Leur effet est de réduire les contraintes thermiques et les déformations liées à la non-homogénéité thermique de ces champs. Les caloducs sont utilisés pour uniformiser la température des parois des fours isothermes destinés à l'étalonnage des thermocouples (Fig. I.14).

D'autres applications moins courantes existent, telles que le refroidissement du sol autour des piliers supports du Trans-Alaska-Pipeline par des thermosiphons, afin de maintenir le permafrost intact (Fig. I.15). Au Japon, des caloducs sont utilisés pour extraire la chaleur souterraine dans les zones volcaniques. On les trouve également dans des robinets ou compteurs à eau afin d'éviter le gel en hiver, la chaleur du sol étant utilisée pour cela[15].



Figure I.15 – Pipeline Trans-Alaska muni de caloducs ailettés [7]

Les caloducs sont classés suivant certains critères. Romestant [38] définit quatre critères de classification : le type d'écoulement, la géométrie, les dimensions et la force motrice (se référer à la partie §.2.1 de l'Annexe A).

Dans ce qui suit et dans la partie §.2.2 de l'Annexe A, nous détaillons l'intégralité des phénomènes physiques qui entrent en jeu dans le fonctionnement des caloducs à réseaux capillaire (Fig. I.21 et Fig. I.16). Tout d'abord les phénomènes d'origine thermique, tels que la conduction thermique en milieux poreux, l'ébullition nucléée, la condensation et l'évaporation d'un film liquide mince. Ensuite les phénomènes d'origine hydraulique, comme les écoulements en milieux poreux et en micro-canal, les phénomènes de mouillage, de pression capillaire, etc.

4.3.2.2 Phénomènes d'origine thermique

Les phénomènes physiques d'origine thermique existant lors du fonctionnement d'un caloduc à réseau capillaire sont abordés dans cette partie et dans la partie §.2.2 de l'Annexe A. La figure 1.16 donne un aperçu sur l'ensemble de ces phénomènes ainsi que les lieux où ils se produisent.

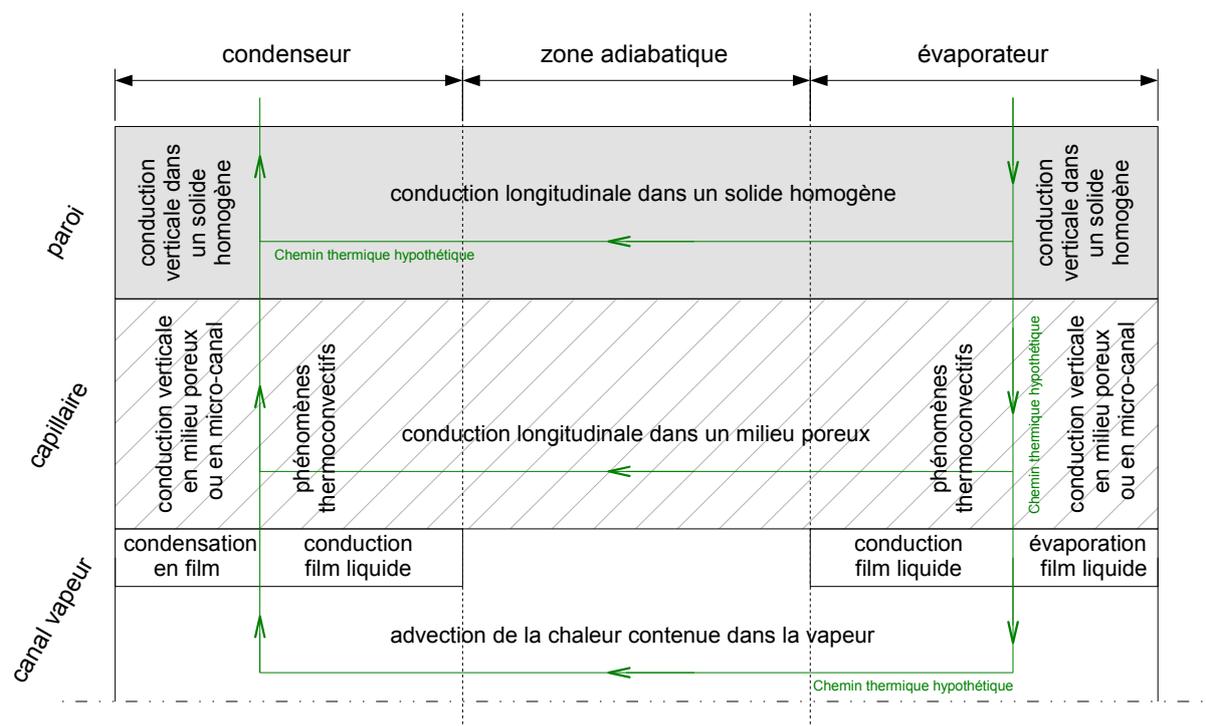


Figure I.16 – Phénomènes physiques d'origine thermique dans les caloducs à réseau capillaire

4.3.2.2.1 Conduction en milieu solide homogène

La transfert de chaleur par conduction se fait d'abord dans l'enveloppe de l'évaporateur. Souvent, le matériau de l'enveloppe est en métal massif très conducteur (aluminium, cuivre), homogène et isotrope. De ce fait, la modélisation thermique de l'enveloppe d'un caloduc suit des méthodes classiques (1D ou 2D).

4.3.2.2.2 Conduction en milieu poreux ou assimilé poreux

Dans un caloduc, le réseau capillaire est de nature poreuse ou assimilée poreuse (rainure). De fait, la modélisation de cette partie du caloduc n'est pas aisée car les propriétés thermophysiques du matériau résultant dépendent à la fois du solide et du liquide rem-

plissant les pores. Le paramètre principal de ces matériaux hybrides est leur conductivité thermique, qui a, d'ailleurs, fait l'objet de nombreuses études théoriques et expérimentales.

On trouve dans la littérature des modèles de conductivité thermique 1D assez simples et précis dans certains cas, comme il existe également des modèles un peu plus élaborés nécessitant souvent des moyens de calcul numérique. Nous aborderons les modélisations les plus courantes et éprouvées dans cette partie. Au Chapitre III, nous verrons que cet élément de la chaîne thermique est le plus critique, la performance du caloduc en dépendant fortement.

Cas des réseaux à poudres frittées :

Dans la structure capillaire poreuse deux modes de transfert de chaleur coexistent, un transfert "Conductif" et un transfert "Convectif" qui se fait par le biais du liquide qui circule dans la structure. Cependant, la dimension du transfert convectif dans la structure poreuse est nettement négligeable par rapport à la conduction radiale de la structure capillaire du fait de la très faible vitesse d'écoulement du liquide. Notons également que, dans un caloduc, la résistance la plus importante au flux thermique conductif est celle du milieu poreux. On distingue une résistance axiale et une résistance radiale, la première, comparable à la résistance de l'enveloppe, est 1000 fois supérieure à la seconde [40]. De ce fait, le flux thermique axial est souvent négligé. Cette hypothèse est d'autant plus vraie que l'écoulement axial du liquide se fait dans le sens inverse du flux thermique axial. Ces constats seront à la base de nos hypothèses de modélisations.

Une dizaine de modèles de calcul de la conductivité thermique existent, plus ou moins précis et simples. Certains sont purement empiriques et d'autre purement théoriques [41–43]. Des modèles hybrides associant théorie et empirisme existent également [19, 44]. La valeur de la conductivité équivalente d'une structure réelle est toujours encadrée par un maximum et un minimum, le maximum correspond à la valeur donnée par le modèle en parallèle et le minimum à celle donnée par le modèle en série. Ces deux modèles sont d'autant plus proches que la conductivité de la phase liquide est proche de celle du solide, ce qui est le cas des caloducs à métaux liquides. Citons en exemple, les caloducs sodium/nickel et potassium/acier inoxydable, où l'on obtient d'assez bonnes estimations de la conductivité thermique [38].

Maxwell [43] a été l'un des premiers chercheurs à s'être intéressé à la conduction dans un milieu poreux, notamment dans le bâtiment. Il a défini deux modèles de calcul qui encadrent la valeur réelle de la conductivité : le premier, dit Maxwell Down, est construit en considérant des particules solides, sphériques et en suspension dans un fluide ; le second,

dit Maxwell Up, prend en considération un corps solide parsemé de pores remplis de fluide (liquide ou gaz) [19].

Le modèle de calcul le plus fortement empirique disponible est celui d'Alexander [45]; qui inclut la conductivité du solide et du liquide ainsi que la porosité de la structure capillaire. Il a étudié le cas de l'air et de l'eau [40], son modèle se caractérisant par une constante empirique "δ" dépendant du type de structure capillaire et qui varie de 0.34 à 0.59. Pour une poudre frittée cette constante vaut 0.53. Peterson et al. [46] ont validé expérimentalement cette corrélation.

Il existe un grand nombre de travaux concernant la modélisation des caloducs basée sur les modèles de conductivité thermique cités précédemment. Ils sont résumés dans ce qui suit et dans le tableau I.5.

Ranjan et al. [47] ont construit un modèle numérique de caloduc plat avec un réseau capillaire en poudre frittée. Pour évaluer les propriétés thermophysiques de la structure capillaire, notamment la conductivité thermique, ils se sont basés sur les travaux de Faghri [41]. Ils ont estimé la conductivité de leur structure à $40 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

Wang et al. [48] ont étudié expérimentalement un caloduc plat à poudre frittée où ils ont déterminé la distribution de température dans ce dernier. L'une de leurs déductions est que la structure capillaire induit la plus grande résistance thermique. Ils sont remontés aux températures amont/aval de la structure en se basant sur le modèle de conductivité thermique donné par Chi [42].

Wang et al. [49] ont aussi étudié un caloduc plat à poudre frittée en régime transitoire (phase de démarrage du caloduc). Ils ont constaté également que la structure capillaire induit une plus grande résistance thermique, notamment dans la partie évaporateur. Ils ont utilisé encore une fois le modèle donné par Chi [42].

Vafai et al. [50] ont développé un modèle analytique complet (3D) d'un caloduc plat asymétrique à poudre frittée. Dans le cadre de leurs hypothèses, ils ont donné les expressions exactes des champs de vitesse, pression et température dans le caloduc. Pour évaluer la température au sein de la structure capillaire ils ont utilisé une valeur fixe de conductivité thermique de $W \text{ m}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

Zhu et al.[51] ont développé un modèle analytique d'un caloduc plat en forme de disque et à poudre frittée. Ils se sont intéressés aux effets instationnaires (en phase de démarrage) sur les champs de pression, de température et de vitesse des phases liquide et vapeur. Pour calculer la conductivité thermique équivalente ils ont utilisé la formule donnée par Dunn et Reay qui est identique à celle proposée par Maxwell [43].

Modèle	Corrélation k_q/k_l	Remarques
Parallèle	$\varepsilon + (1 - \varepsilon) \frac{k_s}{k_l}$	limite haute de la conductivité thermique effective
Série	$\frac{k_s}{\varepsilon k_s + (1 - \varepsilon) k_l}$	limite inférieure de la conductivité thermique effective
Alexander	$(k_s/k_l)^{(1-\varepsilon)^\delta}$	avec $\delta=0.53$ pour les poudres frittées; $\delta=0.59$ pour des mèches tissées
Chi	$\frac{(k_l + k_s) - (1 - \varepsilon)(k_l - k_s)}{k_l + k_s + (1 - \varepsilon)(k_l - k_s)}$	Selon Chi [42]
Yagi-Kunii's	$\varepsilon + \frac{1 - \varepsilon}{\phi + (2/3)(k_l/k_s)}$	avec ϕ un paramètre empirique [52]
Maxwell up	$\frac{2(k_s/k_l)^2(1 - \varepsilon) + (1 + 2\varepsilon)(k_s/k_l)}{(2 + \varepsilon)(k_s/k_l) + 1 - \varepsilon}$	démontrée à partir de l'étude d'un corps solide parsemé de pores remplis de liquide [43]
Maxwell down	$\frac{(2k_l + k_s) - 2(1 - \varepsilon)(k_l - k_s)}{2k_l + k_s + (1 - \varepsilon)(k_l - k_s)}$	issue de l'étude d'un volume fluide infini contenant des particules en suspension [43]
Bauer ¹	$\frac{k_q - k_l}{k_s - k_l} \left(\frac{k_s}{k_q} \right)^{1 - 2/(3\beta)} = 1 - \varepsilon$	$2/3 < \beta < 1$ est un facteur de forme
Hadley	$(1 - \alpha_{con}^h) \cdot \left[\frac{\varepsilon f_o^h + (k_s/k_l)(1 - \varepsilon f_o^h)}{1 - \varepsilon(1 - f_o^h) + (k_s/k_l)\varepsilon(1 - f_o^h)} \right] + \alpha_{con}^h \cdot \left[\frac{2(k_s/k_l)^2(1 - \varepsilon) + (1 + 2\varepsilon)(k_s/k_l)}{(2 + \varepsilon)(k_s/k_l) + 1 - \varepsilon} \right]$	où les paramètres empiriques α_{con}^h et f_o^h dépendent respectivement de la porosité et du rapport de conductivité liquide/solide
Atabaki	$(1 - \alpha_{con}^a) \cdot \left[\frac{\varepsilon f_o^a + (k_s/k_l)(1 - \varepsilon f_o^a)}{1 - \varepsilon(1 - f_o^a) + (k_s/k_l)\varepsilon(1 - f_o^a)} \right] + \alpha_{con}^a \cdot \left[\frac{2(k_s/k_l)^2(1 - \varepsilon) + (1 + 2\varepsilon)(k_s/k_l)}{(2 + \varepsilon)(k_s/k_l) + 1 - \varepsilon} \right]$	où les paramètres empiriques α_{con}^a et f_o^a dépendent tous deux de la porosité et du rapport de conductivité liquide/solide

Tableau I.5 – Modèles de conductivité thermique effective d'un milieu poreux [19]

Koito et al. [52] ont étudié numériquement et expérimentalement un caloduc plat à poudre frittée. Ils ont obtenu les champs de pression de température et de vitesse pour les phases liquide et vapeur. Le modèle numérique utilisé se base sur la formule de conductivité thermique donnée par Yagi et Kunii's.

Mahjoub et al. [53] ont étudié numériquement un caloduc cylindrique ayant une structure capillaire de type mèche. Ils ont intégré dans leur modèle l'expression donnée par Faghri [41] qui est identique à celle de Maxwell up [43]. Ils ont montré que la résistance thermique d'un caloduc augmente avec la porosité de la structure capillaire. De même, ils ont montré que plus le diamètre du caloduc est grand meilleure est sa performance, les diamètres étudiés s'étalant de 0.4 mm à 0.7 mm.

Vadakkan et al. [54] ont développé un modèle 3D d'un caloduc plat à poudre frittée avec des sources de chaleur multiples. Ils ont montré que la conductivité axiale de la structure capillaire et de la paroi joue un rôle primordial dans la variation de la température le long de la paroi. En effet, ils ont observé un ΔT de 12°C au niveau de la vapeur et de la paroi externe ; ils ont montré également l'absence de la zone adiabatique souvent décrite dans la littérature. Pour construire leur modèle, ils ont utilisé une valeur de conductivité thermique de la structure capillaire fixe de $40 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ à 20°C.

Atabaki [19] a remis en question le degré de validité des modèles largement utilisés dans la modélisation et le dimensionnement des caloducs. Il a indiqué qu'un nombre important de modèles ont été développés pour des lits compacts de particules sphériques ou angulaires mais frittées à froid (cold pressed). Ces corrélations sont valables pour des poudres frittées dans une certaine limite. L'auteur résume les limitations ou les points faibles des corrélations données par certains auteurs : les particules étudiées sont souvent de nature sphérique ou angulaire (mauvais contact entre elles), ce qui est à l'origine d'une conductivité effective surestimée ; la structure de la poudre frittée est souvent aléatoire et donc loin des hypothèses faites pour les modèles (arrangement régulier et uniforme des particules) ; les corrélations ne tiennent pas compte du processus de frittage. En se basant sur ce constat Atabaki [19] propose un modèle de calcul de la conductivité thermique des poudres métalliques frittées en apportant quelques corrections à des modèles déjà existants. Il a développé un dispositif expérimental permettant de déterminer la conductivité thermique d'une poudre métallique frittée saturée d'eau distillée. Les mesures sont faites pour des températures allant de 20 à 150°C avec des poudres de nickel 200 et d'acier inoxydable 316 pour des porosités respectivement de 28.1 et 46.45%. La dimension des échantillons est de 127 x 127 x 6.35 mm. L'auteur a fait une comparaison entre ces mesures,

1. utiliser l'égalité directement

pour l'acier et le nickel, et celles données par les modèles expérimentaux d'autres auteurs. Il semblerait que le modèle purement empirique proposé par Alexander [45] correspond le mieux aux mesures quelle que soit la nature du métal ou sa porosité (moins de 9% d'erreur). L'auteur a donc proposé une corrélation moins empirique que celle d'Alexander [45] en s'inspirant du travail de Hadley [44] et des travaux de Kunii et Smith [55]. Le modèle de Hadley [44] associe des considérations théoriques et expérimentales et il combine le modèle upper-Maxwell [43] pour un milieu poreux contigu et un modèle de conduction dans une dispersion de particules solides. Il fait ensuite intervenir deux paramètres " α_{con} " et " f_o " qui sont empiriques. L'auteur a conservé donc le modèle de base de Hadley [44] en modifiant les deux paramètres expérimentaux en tenant compte non seulement de la porosité mais également du rapport des conductivités (solide/fluide). Cette modification est inspirée des travaux de Kuni et Smith [55].

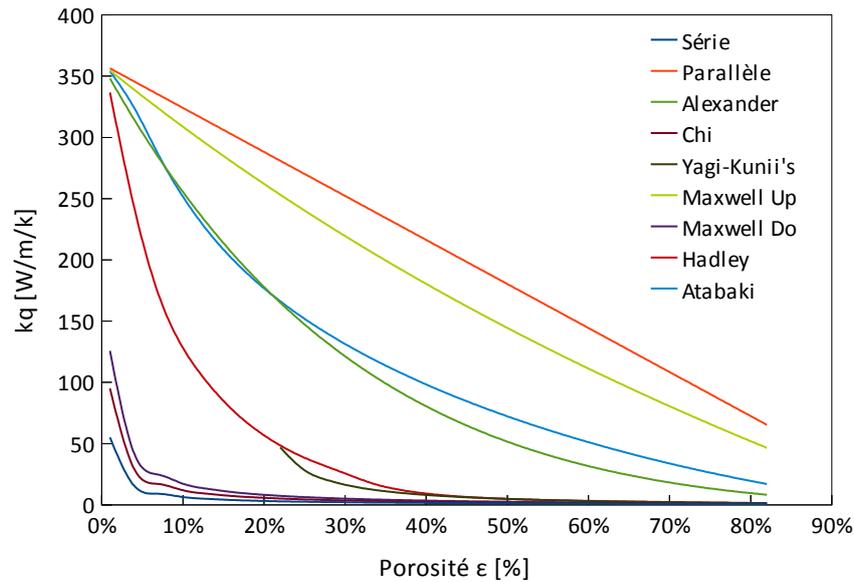


Figure I.17 – Comparatif des modèles de conductivité thermique d'un matériau poreux

Cas des réseaux à rainures axiales :

Le transfert thermique dans la structure capillaire d'un caloduc à rainure axiale est plus évident que dans une structure poreuse, dans le sens où l'on distingue clairement la partie solide de la partie liquide. Le solide étant l'ailette, le liquide s'écoule dans les rainures (entre les ailettes) sous l'effet des forces capillaires. Cependant, une difficulté apparaît selon que l'on considère l'existence ou non d'un film liquide, siège principal du

changement de phase, au sommet des rainures dans la zone de condensation et aux bords du ménisque dans la zone d'évaporation. On imagine aisément que la même problématique est à considérer pour la structure poreuse. En effet, on peut tenir compte de l'existence ou pas d'un film liquide au sommet des particules constituant la structure frittée au niveau de la zone de condensation, ou aux bords du ménisque entre deux particules au niveau de l'évaporateur. Cette problématique est détaillée dans la partie §.2.2.1 de l'Annexe A.

Dans ce qui suit, on s'intéresse aux différents modèles de conductivité thermique effective d'une structure capillaire rainurée proposés dans la littérature. Les auteurs ont considéré uniquement le transfert thermique dans la rainure et le liquide sans tenir compte explicitement de l'influence du film liquide. Cependant, afin de construire les modèles de conductivité, il est nécessaire de connaître le chemin thermique emprunté par le flux de chaleur (Fig. I.19). On distingue les modèles au condenseur et à l'évaporateur.

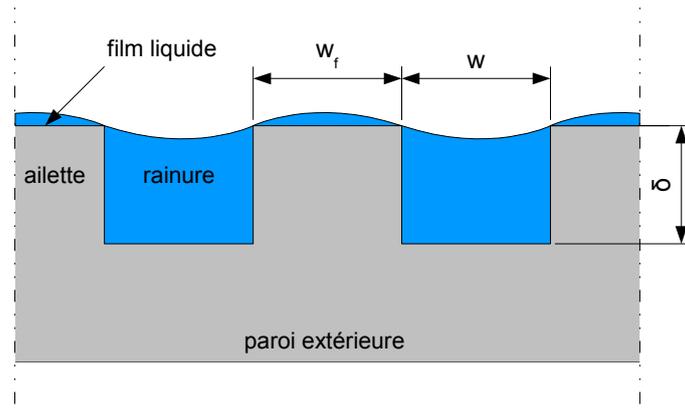


Figure I.18 – Paramètres géométriques d'un réseau capillaire à rainures au niveau du condenseur

Au niveau du condenseur, en négligeant l'épaisseur du film liquide et la présence d'une micro-région, la conductivité effective de la structure rainurée s'exprime de la manière suivante :

$$k_q = \frac{w k_l + w_f k_s}{w + w_f} \quad (\text{I.29})$$

Dans certains cas où la conductivité thermique du solide domine celle du liquide (eau et cuivre par exemple) l'équation I.29 devient :

$$k_q = \frac{w_f k_s}{w + w_f} \quad (\text{I.30})$$

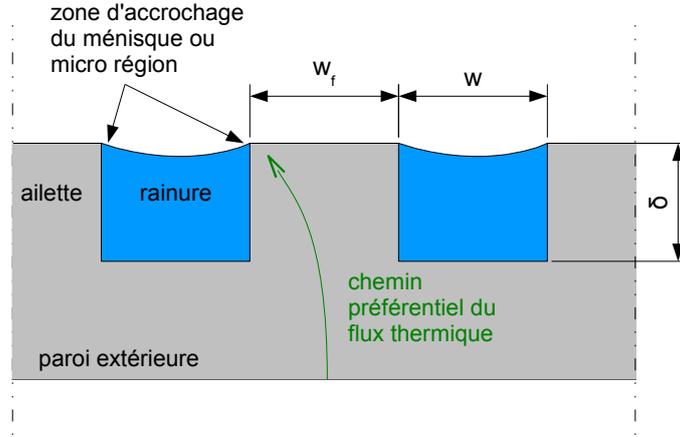


Figure I.19 – Chemin thermique préférentiel dans un réseau capillaire à rainures axiales au niveau du condenseur

Ce modèle très simple ne peut que donner un ordre de grandeur de la conductivité effective de la structure rainurée. Il majore la conductivité thermique et doit, donc, être utilisé avec précaution [38].

À l'évaporateur le liquide se cantonne au niveau de la rainure, il ne mouille pas la surface haute des ailettes ; cette supposition a été validée expérimentalement par de nombreux auteurs pour différents types de rainures : rectangulaires, triangulaires et circulaires [38]. En supposant l'absence de la zone d'évaporation préférentielle "micro-région", la modélisation de la conductivité est identique au condenseur et l'équation I.29 peut être utilisée. Cependant, le fait de négliger cette zone est plus critique au niveau de l'évaporateur que du condenseur. Chi [42] a proposé un modèle (Eqn. I.31) qui prend en compte l'existence de cette micro-région et l'a développé pour des rainures rectangulaires.

$$k_q = \frac{(w_f k_s k_l \delta) + w k_l (0,185 w_f k_s + \delta k_l)}{(w + w_f)(0,185 w_f k_s + \delta k_l)} \quad (\text{I.31})$$

Le modèle de "Chi" est largement utilisé ; cependant, il ne prend pas en compte l'influence du phénomène de mouillage et traite la micro-région d'une manière assez simple. Nous aborderons cette problématique dans la partie traitant de l'évaporation d'un film mince (§.2.2.1, Annexe A). Pour construire son modèle, Chi a fait l'hypothèse que le flux thermique suit deux chemins en parallèle dont l'un et en série avec un coefficient d'échange, égal à " $0.185/k_l$ ", afin de prendre en compte la conduction thermique dans le film liquide au niveau de la zone du ménisque.

Shekriladze [38] a développé un modèle analytique de conduction pure en se basant sur des hypothèses simplificatrices ; il a considéré cependant l'influence du mouillage dans son

modèle. Il a obtenu un écart maximal de 30% entre le modèle et les valeurs expérimentales.

En résumé, il est clair que le modèle de Chi (Eqn. I.31) peut être utilisé pour modéliser la conductivité thermique de la structure capillaire au niveau de l'évaporateur et du condenseur, sous l'hypothèse de l'absence du film liquide au niveau du condenseur. Cependant, des modèles plus élaborés ont été développés pour estimer avec précision la conductivité thermique des structures capillaires, qu'il s'agisse de réseaux de type poudre frittée ou de réseaux de type rainure. Les travaux de Lefèvre et al. [56] sur la modélisation du transfert de chaleur dans un caloduc à rainures axiales et ceux de Ranjan et al. [47] sur la modélisation des caloducs à réseaux capillaires poreux sont plus détaillés sur ce sujet.

4.3.2.2.3 Phénomène d'ébullition nucléée

Le phénomène d'ébullition est à éviter absolument dans un caloduc, car une des limites de fonctionnement des caloducs "limite d'ébullition" ou "limite du flux radial" est directement liée à ce phénomène. L'apparition de bulles de vapeur peut perturber le fonctionnement des caloducs conduisant dans des cas extrêmes à leur destruction. Cependant, dans la majorité des dispositifs de refroidissement industriels, ce phénomène est privilégié de par l'importance des coefficients de transfert thermique qu'il offre. C'est le cas notamment du refroidissement des cartes électroniques par immersion dans un liquide diélectrique.

L'ébullition et la condensation sont des phénomènes physiques de transfert de chaleur à classer parmi les mécanismes convectifs. De ce fait, ils se caractérisent par un coefficient de transfert thermique basé sur des formulations plus ou moins empiriques ou issues d'analyses dimensionnelles. Les principales propriétés thermophysiques mises en jeu lors du phénomène de changement de phase sont la chaleur latente de changement de phase " h_{lv} ", la tension de surface " σ_{lv} " et la différence des masses volumiques liquides " ρ_l " et vapeur " ρ_v ". En appliquant le théorème des "II", on définit les nombres adimensionnels qui vont régir le phénomène de changement de phase. Par la suite, les formulations seront construites à partir de ces nombres.

Comme pour les phénomènes de transfert convectif, le coefficient d'échange convectif en ébullition ou en condensation est lié au nombre adimensionnel de Nusselt qui représente le rapport entre le transfert convectif et le transfert conductif d'un fluide. Après avoir appliqué le théorème des "II" on obtient

$$Nu_L = \frac{hL}{k} = f \left[\frac{\rho g (\rho_l - \rho_v) L^3}{\mu^2}, \frac{C_p \Delta T}{h_{lv}}, \frac{\mu C_p}{k}, \frac{g (\rho_l - \rho_v) L^2}{\sigma_{lv}} \right] \quad (\text{I.32})$$

On identifie rapidement des nombres adimensionnels courants comme le nombre de “Jacob”, qui est le rapport entre la chaleur sensible et latente absorbées durant le changement de phase, le nombre de “Prandtl”, reliant la diffusion visqueuse à la diffusion thermique et le nombre de “Bond”, qui est le rapport entre les forces gravitationnelles et les forces de tension de surface.

$$Nu_L = f \left[\frac{\rho g (\rho_l - \rho_v) L^3}{\mu^2}, Ja, Pr, Bo \right] \quad (I.33)$$

Lors de l'ébullition, l'élément principal de ce phénomène est la bulle de vapeur. Elle apparaît sous certaines conditions liées à la surchauffe “ ΔT_{sat} ” (qui est la différence entre la température de la surface chaude “ T_s ” et la température de saturation du liquide “ T_{sat} ”), à la nature de la surface (par rapport à sa rugosité) et les propriétés thermophysiques du fluide. Les bulles de vapeur créent une agitation et un brassage au plus près de la surface à refroidir. Ce brassage conduit à des valeurs élevées de coefficient d'échange thermique rapportées dans la bibliographie ou observées sur n'importe quel dispositif de refroidissement industriel faisant intervenir un changement de phase.

Le phénomène d'ébullition peut se produire dans des conditions de saturation ou de sous-saturations. Quand les bulles de vapeur condensent dans le liquide (sous-saturé) directement après s'être détachées de la surface chaude, l'ébullition est dite sous-saturée. Et quand le liquide est à sa température de saturation, les bulles de vapeur vont quitter la surface libre du liquide sous l'effet de la différence de masse volumique liquide/vapeur, et on parle d'ébullition saturée.

Toutes les formes (ou types) d'ébullition ne sont pas forcément bonnes d'un point de vue thermique. L'ébullition peut se faire suivant différents régimes qui vont dépendre du flux de chaleur imposé et donc de la surchauffe “ ΔT_{sat} ”. L'ébullition nucléée est le régime le plus favorable pour un échange thermique important [57]. Nukiyama [2] a été le premier à établir la courbe des régimes d'ébullition présentée au niveau de la figure I.20, tirée du travail de Lallemand [8].

Suivant la courbe d'ébullition représentée au niveau de la figure I.20, on distingue

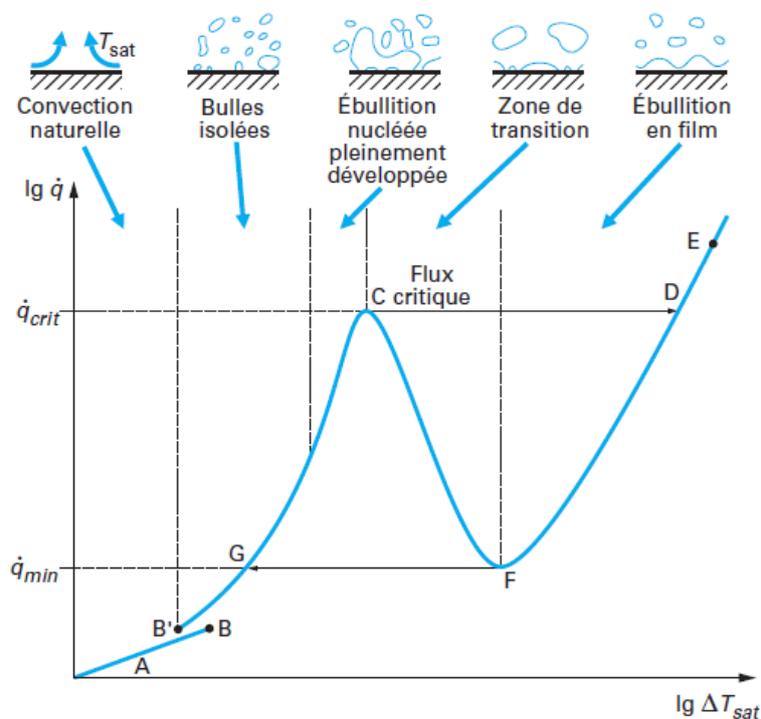


Figure I.20 – Courbes des régimes d'ébullition libre “Pool Boiling” [8]

De A à B : avant toute ébullition un phénomène de convection naturelle se produit (boucles de Rayleigh-Bénard) ; il est observé pour les faibles flux thermiques créant de faibles températures de surchauffe. Pour de l'eau à pression atmosphérique, il faut un minimum de 5°C de surchauffe pour amorcer l'ébullition nucléée [2]. En augmentant légèrement le flux thermique, les premières bulles de vapeur commencent à se former et au moment où elles se détachent, une chute brutale de la température est observée de B à B'. Ce saut brutal peut être très dommageable, en particulier pour les applications électroniques où le choc thermique risque de détruire les composants refroidis [58].

De B' à C : le régime d'ébullition nucléée est atteint (caractérisé par un échange thermique intense) et pour des flux modérés, des bulles de vapeur isolées vont condenser au sein même du fluide. Progressivement, en augmentant le flux, ces bulles vont coalescer pour former des colonnes verticales et horizontales. La limite du régime d'ébullition nucléée est atteinte au niveau du point critique “C”, appelé “Flux critique” (CHF, pour Critical Heat Flux). Au-delà de ce seuil, le risque d'endommager la surface à refroidir est élevé du fait que le liquide n'arrive plus à remouiller la paroi.

Dans le cas où la surface chauffante résiste au dépassement du point critique, du point C à D, un régime d'ébullition en film apparaît. Il est caractérisé par des poches de vapeur

sous forme de films englobant totalement la surface chaude. Des températures de l'ordre de plusieurs centaines de degrés sont atteintes, particulièrement vers le point "E" [8]. En diminuant le flux thermique, le régime d'ébullition en film est observé même en dessous du point critique "C", en atteignant le point de Leidenfrost "F". Le régime d'ébullition en film se déstabilise et revient directement au point "G" de la courbe d'ébullition.

La courbe d'ébullition représentée au niveau de la figure I.20 conserve la même allure quel que soit le fluide utilisé. Cependant, les valeurs ou les positions des différents points caractéristiques de la courbe (point critique, de Leidenfrost,...) seront affectées par les propriétés thermophysiques de fluide (particulièrement la tension superficielle) et la géométrie de la surface à refroidir [57].

Lors d'un processus de refroidissement par ébullition, trois paramètres doivent être pris en considération : la surchauffe, le saut de surchauffe et le flux critique (CHF) à ne pas dépasser. Ces trois paramètres sont influencés par un certain nombre de facteurs :

Pression :

La surchauffe diminue avec l'augmentation de la pression, alors que le CHF augmente rapidement avec celle-ci jusqu'à ce qu'elle atteigne une valeur critique, puis il décroît rapidement.

Rugosité ou revêtement "échelle microscopique" :

En général, l'augmentation de la rugosité diminue la surchauffe et le saut de surchauffe (B à B' sur la Fig. I.20) et n'a aucun effet notable sur le CHF. You et al. [59] ont testé l'effet du dépôt de nanoparticules ($\phi = 0.3\mu m$) sur des puces en silicone, les tests ont été réalisés avec du FC-72 (C_6F_{14}) saturé et la couche de particules en Al_2O_3 est répartie sur 70% de la surface. Ils ont observé une diminution de la surchauffe "-46%" et une augmentation du CHF "+39%". Anderson et al. [58] ont observé les mêmes tendances sauf pour le CHF, où ils n'ont relevé aucun effet notable de la rugosité. Cependant, avec le vieillissement des surfaces, la majeure partie du gain en coefficient d'échange se perd [8].

Extension ou extrusion de surface "échelle macroscopique" :

L'ajout d'ailettes ou d'orifices dans les surfaces soumises à l'ébullition nucléée a souvent un effet bénéfique par rapport au CHF mais peu important en ce qui concerne la surchauffe et le saut de surchauffe. Anderson et al. [58] ont montré que des orifices de 0.812 mm inclinés de 30° font gagner jusqu'à 25% en CHF et 2°C sur la température de surchauffe par rapport au cas de référence. Ils ont étudié également l'effet de l'ajout d'ailettes où ils ont observé une augmentation du CHF aux dépens d'un saut de surchauffe et d'une

température de surchauffe importants. Finalement, ils ont montré que l'ajout d'ailettes inclinées, tout en gardant un CHF appréciable, fait chuter la température de surchauffe et le saut de surchauffe.

Gaz dissous :

Les bulles issues des gaz dissous dans le liquide diélectrique (dégazage) peuvent favoriser l'augmentation du coefficient d'échange, en créant un brassage supplémentaire. Cependant, ces gaz sont souvent incondensables et peuvent causer une baisse des performances du systèmes de refroidissement diphasique tout entier [8].

Taille et orientation de la paroi :

Concernant l'ébullition nucléée pleinement développée, la surchauffe est indépendante de la taille ou de l'orientation de la surface à refroidir ; seule la convection naturelle dépend de l'orientation. Le CHF est influencé par l'orientation (horizontale/verticale=+25%) et la taille de la surface. Rainy et al [60] ont étudié l'ébullition nucléée sur une surface en cuivre plane, nue, micro-poreuse, carrée et immergée dans du FC-72. Les tailles des surfaces étudiées sont de 10 x 10, 20 x 20 et 50 x 50 mm. Ils ont mis en évidence l'impact de l'orientation et la taille de la surface chaude sur le CHF et la surchauffe. Leurs résultats indiquent que la surchauffe dépend de l'orientation dans le cas de la surface nue et pas du tout dans le cas de la surface poreuse, alors que le CHF est affecté quel que soit le type de surface.

Chang et You [61] proposent d'ailleurs la corrélation suivante, pour tenir compte de l'effet de l'orientation sur le flux critique :

$$\frac{q''_{max,\Phi}}{q''_{max,0}} = 1 - 0.0012 \Phi \tan(0.414 \Phi) - 0.122 \sin(0.318 \Phi) \quad (I.34)$$

où Φ , est l'angle entre la surface chauffée et le plan horizontal.

Sous-saturation :

Si la température du liquide loin de la paroi est inférieure à la température de saturation, les bulles de vapeur issues du processus d'ébullition se condensent rapidement dans le liquide. Ce dernier revient rapidement vers la paroi chaude ce qui influence peu la surchauffe mais grandement le CHF.

Influence de la mouillabilité :

Plus l'angle de contact est petit (fluide totalement mouillant) plus le flux critique et la surchauffe sont importants.

A présent nous allons présenter les corrélations les plus utilisées pour estimer les différents paramètres relevant de l'ébullition nucléée, c'est à dire l'estimation de la surchauffe et donc du coefficient d'échange thermique et le calcul du flux critique (CHF). Le saut de surchauffe, au-delà de son importance, n'est pas calculable.

Des corrélations sont disponibles pour chacun des régimes d'ébullition observés sur la courbe d'ébullition de Nukiyama (Fig. I.20). Cependant, nous présenterons uniquement les corrélations correspondant aux régimes de convection naturelle et d'ébullition nucléée jusqu'au point critique.

Pour une surchauffe " $0 \leq \Delta T_{sat} \leq \Delta T_{sat,B}$ ", correspondant au régime de convection naturelle, toutes les corrélations classiques sont utilisables. De ce fait, en convection naturelle laminaire, le flux thermique " q_s'' " est proportionnel à " $\Delta T_{sat}^{4/5}$ ", et donc le coefficient d'échange convectif " h_e " est proportionnel à " $\Delta T_{sat}^{1/4}$ ". En régime turbulent, le flux thermique " q_s'' " est proportionnel à " $\Delta T_{sat}^{4/3}$ " et le coefficient convectif " h_e " est proportionnel à " $\Delta T_{sat}^{1/3}$ ".

Pour une surchauffe " $\Delta T_{sat,B} \leq \Delta T_{sat} \leq \Delta T_{sat,C}$ ", correspondant au régime d'ébullition nucléée pleinement développée, le flux " q_s'' " est proportionnel à " ΔT_{sat}^3 ", confirmé par la plupart des corrélations purement empiriques. La corrélation la plus utilisée et quasiment la seule disponible est celle proposée par Rohsenow, développée pour une surface lisse et propre [62].

$$q_s'' = \mu_l h_{lv} \left[\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma_{lv}} \right]^{0.5} \left[\frac{C_{p,l} \Delta T_{sat}}{C_{s,f} h_{lv} Pr_l^n} \right]^3 \quad (\text{I.35})$$

L'équation I.35 a été développée à partir d'une analyse dimensionnelle et contient deux paramètres empiriques dépendant de la nature du couple fluide/surface. Par exemple pour le couple FC-72/Silicone, nous avons " $n = 1.7$ " et " $C_{s,f} = 0.005$ " [2]. Cependant, l'incertitude sur cette corrélation est très grande (jusqu'à $\pm 100\%$), ce qui fait qu'elle ne donne qu'un ordre de grandeur du flux atteint. On peut contourner cette limitation en exprimant plutôt la surchauffe en fonction de la densité du flux thermique, ce qui divise l'incertitude par trois ($\pm 33\%$) sachant que " $\Delta T_{sat} = \alpha (q_s''^{1/3})$ ".

$$\Delta T_{sat} = \frac{C_{s,f} h_{lv} Pr_l^n}{C_{p,l}} \left[\frac{q_s''}{\mu_l h_{lv}} \right]^{1/3} \left[\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma_{lv}} \right]^{-1/6} \quad (\text{I.36})$$

Ce qui nous permet de remonter au coefficient d'échange convectif associé à l'ébullition

$$h_e = \frac{q_s''}{\Delta T_{sat}} \quad (\text{I.37})$$

ou bien à la résistance thermique due à l'ébullition nucléée pleinement développée

$$R_e'' = \frac{\Delta T_{sat}}{q_s''} \quad (\text{I.38})$$

Une corrélation pour le flux critique ou le flux maximal à ne pas dépasser a été proposée par Kutateladze et Zuber [62], qui se sont basés sur l'analyse dimensionnelle et les instabilités hydrodynamiques pour la définir.

$$q_{max,z}'' = 0.131 \rho_v h_{lv} \left[\frac{\sigma_{lv} g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_v^2} \right]^{0.25} \quad (\text{I.39})$$

La corrélation I.39, valable pour une plaque horizontale, est indépendante de l'orientation, de la nature et des dimensions de la surface à refroidir. Afin de tenir compte des dimensions de la surface, on définit un facteur de correction qui va dépendre du nombre de *Bond*. Pour une surface carrée de côté "L",

Si $Bo^{0.5} > 27$,

$$q_{max}'' = 1.14 q_{max,z}'' \quad (\text{I.40})$$

Si $9 < Bo^{0.5} < 20$,

$$q_{max}'' = 1.14 \frac{\lambda_{d1}^2}{A} q_{max,z}'' \quad (\text{I.41})$$

"A" étant l'aire de la surface chauffante, et " λ_{d1} " la longueur d'onde de Taylor [63].

Arik et al. [64], ont proposé la corrélation Eqn. I.42 pour une plaque horizontale immergée dans un liquide diélectrique. Elle est précise à 95% sur la plage $4.7 \leq Bo^{0.5} \leq 28$

$$q_{max}'' = (1 + 0.3014 - 0.01507 Bo^{0.5}) q_{max,z}'' \quad (\text{I.42})$$

D'autres corrélations existent pour des formes différentes de surface, les ouvrages de Van P. Carey [62] ou bien J. H. Lienhard [63] sont des références en la matière.

4.3.2.3 Phénomènes d'origine fluïdique

L'ensemble des phénomènes physiques d'origine hydraulique rencontrés lors du fonctionnement d'un caloduc à réseau capillaire sont abordés dans cette partie. La figure I.21 donne un aperçu de l'ensemble de ces phénomènes, ainsi que les lieux où ils se produisent.

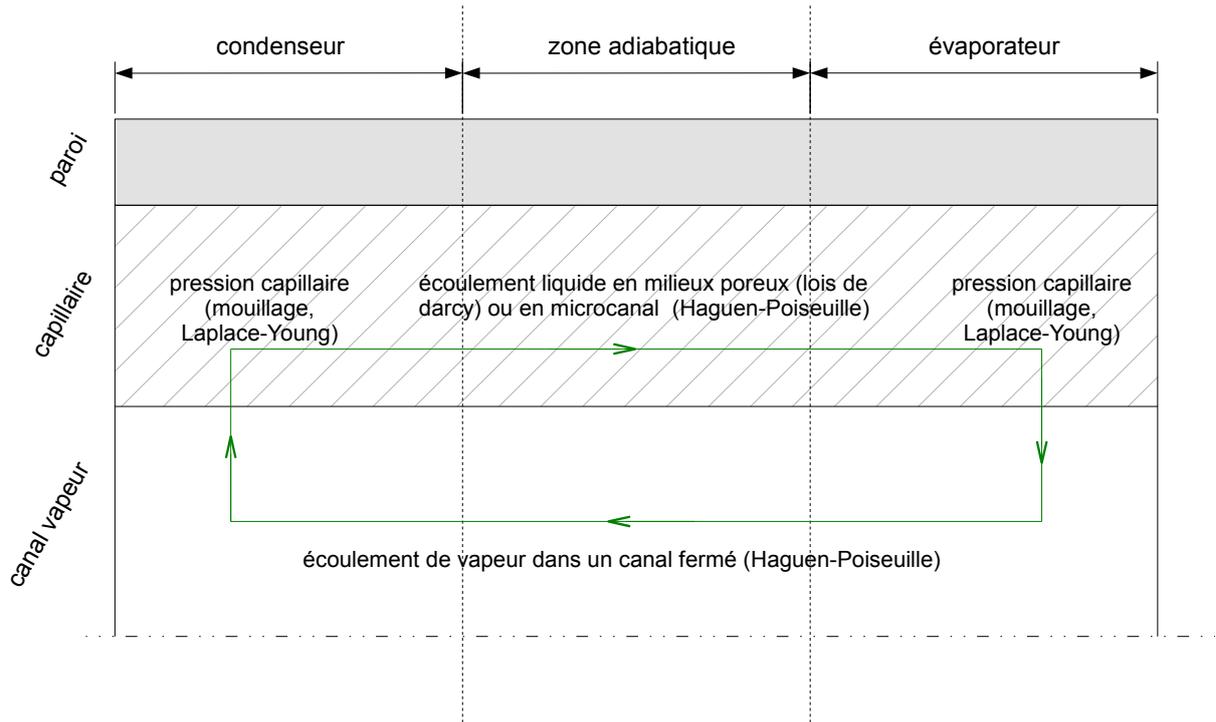


Figure I.21 – Phénomènes physiques d'origine fluïdique dans les caloducs

4.3.2.3.1 Pression capillaire

La pression capillaire derrière le phénomène de capillarité est “la force motrice” du liquide circulant dans le réseau capillaire d'un caloduc. Il est important de comprendre l'origine de la pression capillaire dans les caloducs qui intervient non seulement dans la modélisation hydraulique du caloduc mais également dans la modélisation thermique. La pression capillaire est définie comme étant la différence de pression entre la phase liquide et la phase vapeur d'une interface de géométrie quelconque. Ce qui fait de la tension de surface “ σ_{lv} ” et de la courbure de la surface “ κ ”, les deux paramètres influents sur la pression capillaire.

La tension de surface “ σ_{lv} ” d'une interface liquide-vapeur est la manifestation à l'échelle macroscopique des différentes interactions moléculaires à l'échelle d'un atome. Carey [62]

a d'ailleurs défini la pression capillaire d'un point de vue thermodynamique et a abouti à la même expression (Eqn. I.45), dite loi de Laplace-Young.

Afin de démontrer la relation de Laplace-Young, nous allons appliquer les lois d'équilibre (bilan des forces) à une membrane d'un point de vue mécanique.

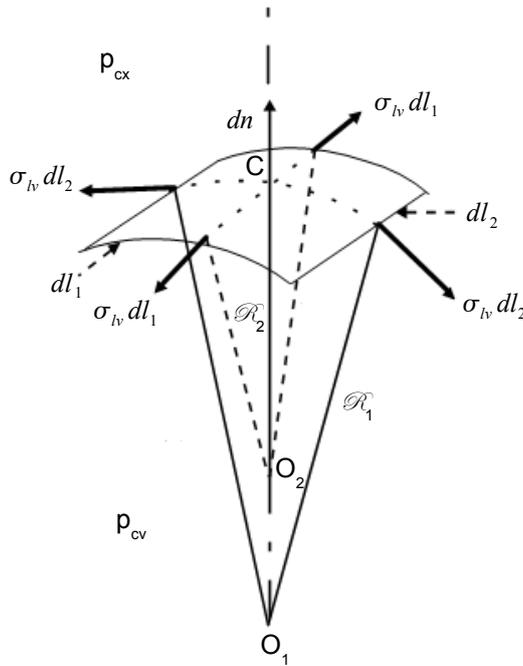


Figure I.22 – Bilan des forces sur une surface élémentaire d'une membrane

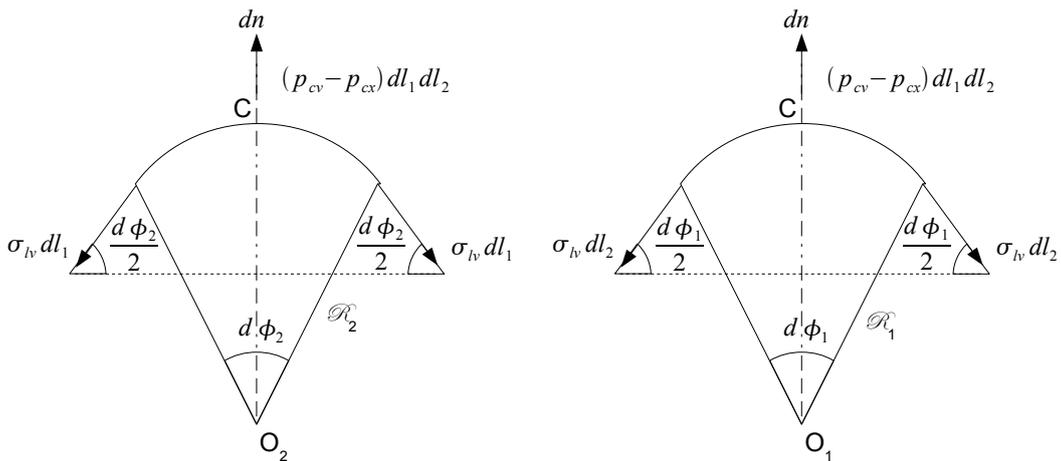


Figure I.23 – Projection des forces appliquées à la surface élémentaire d'une membrane

Prenons une surface élémentaire “ dS ” de dimension “ $dl_1 dl_2$ ” (Fig. I.22), ces longueurs curvilignes n'ayant pas forcément le même rayon de courbure. On associe “ \mathcal{R}_1 ” à “ dl_1 ”

centrée en “ O_1 ”, et “ \mathcal{R}_2 ” à “ dl_2 ” centrée en “ O_2 ”. Chaque côté curviligne est un arc de cercle (Fig. I.23). Le côté “ dl_1 ” est sur un arc de rayon “ \mathcal{R}_1 ” et s’étend sur un angle “ $d\phi_1$ ”, alors que le côté “ dl_2 ” est sur un arc de rayon “ \mathcal{R}_2 ” et s’étend sur un angle “ $d\phi_2$ ”. La surface élémentaire “ dS ” est en équilibre mécanique sous l’action des forces de surface appliquées sur ses quatre côtés. Elles s’équilibrent deux à deux pour celles qui se font face. La force “ $\sigma_{lv} dl_1$ ” est appliquée sur le côté “ dl_1 ” et la force “ $\sigma_{lv} dl_2$ ” est appliquée sur le côté “ dl_2 ”. “ p_{cx} ” représente la pression au niveau de la partie convexe de l’interface et “ p_{cv} ” celle de la partie concave.

L’équilibre des forces au centre “ C ” de la surface élémentaire donne l’équation suivante

$$(p_{cv} - p_{cx}) dl_1 dl_2 = 2 \sigma_{lv} dl_2 \sin \frac{d\phi_1}{2} + 2 \sigma_{lv} dl_1 \sin \frac{d\phi_2}{2} \quad (\text{I.43})$$

Pour des angles “ $d\phi_1$ ” et “ $d\phi_2$ ” très petits on a “ $\sin d\phi_{1,2} \approx d\phi_{1,2}$ ” et l’équation I.43 devient

$$(p_{cv} - p_{cx}) dl_1 dl_2 = \sigma_{lv} dl_2 d\phi_1 + \sigma_{lv} dl_1 d\phi_2 \quad (\text{I.44})$$

Sachant que “ $dl_1 = \mathcal{R}_1 d\phi_1$ ” et “ $dl_2 = \mathcal{R}_2 d\phi_2$ ” on aboutit à

$$p_{cv} - p_{cx} = \sigma_{lv} \left(\frac{1}{\mathcal{R}_1} + \frac{1}{\mathcal{R}_2} \right) \quad (\text{I.45})$$

Il suffit de changer “ p_{cx} ” par la pression du liquide “ p_l ” et “ p_{cv} ” par la pression de la vapeur “ p_v ” pour retrouver la formule de Laplace-Young. Celle-ci ne tient pas compte de la présence d’une paroi solide mais uniquement des phases liquide et gazeuse situées de part et d’autre de l’interface. Il s’agit donc de corriger l’équation I.45 en tenant compte de la mouillabilité de la paroi solide.

4.3.2.3.2 Phénomène de mouillage

La mouillabilité d’une surface ou d’une paroi est aussi importante que la tension superficielle et la courbure de l’interface. Un lien intime existe entre ces trois paramètres. En général, la performance d’un caloduc augmente avec le pouvoir mouillant du liquide. En effet, un liquide mouillant va favoriser l’étalement du film liquide et offrir un plus grand coefficient d’échange.

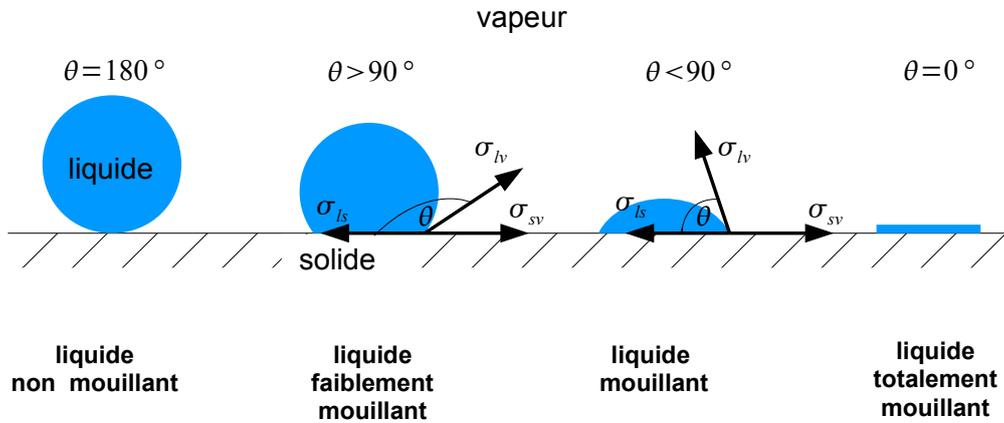


Figure I.24 – Différents cas de mouillage d’une surface solide

Ce qui va caractériser la mouillabilité d’une surface est l’angle de contact “ θ ” entre la tangente de l’interface et la paroi solide (la rainure dans le cas des caloducs). Ainsi, l’angle de contact va dépendre de trois paramètres : la tension superficielle liquide/vapeur “ σ_{lv} ”, la tension solide/vapeur “ σ_{sv} ” et la tension liquide/solide “ σ_{ls} ” (Fig. I.24).

$$\cos \theta = \frac{\sigma_{sv} - \sigma_{ls}}{\sigma_{lv}} \quad (\text{I.46})$$

Suivant la valeur de “ θ ” issue de la relation de Young-Dupré (Eqn. I.46), le liquide est considéré mouillant pour “ $\theta = 0^\circ$ ”, non mouillant pour “ $\theta = 180^\circ$ ” et mouillant ou faiblement mouillant pour des valeurs intermédiaires. A partir de là et afin de tenir compte de l’effet du mouillage de la surface solide, on introduit un angle de mouillage dans la relation de Laplace-Young (Eqn. I.45).

$$p_v - p_l = \sigma_{lv} \left(\frac{1}{\mathcal{R}_1} + \frac{1}{\mathcal{R}_2} \right) \cos \theta \quad (\text{I.47})$$

Dans un caloduc, la zone d’accrochage du ménisque dans une rainure ou entre deux sphères du réseau capillaire est optimale pour des fluides très mouillants.

4.3.2.3.3 Écoulement en milieux poreux ou assimilés : expression des pertes de charge dans la phase liquide

L’écoulement du liquide du condenseur vers l’évaporateur du caloduc est très souvent laminaire de par les très faibles vitesses d’écoulement. L’écoulement en milieu poreux ne peut être décrit par l’équation de Hagen-Poiseuille uniquement car il faut tenir compte des éventuelles interactions et connexions dans le réseau capillaire, surtout pour les réseaux poreux de type poudre frittée.

Les pertes de pression liquide ont pour origine la dissipation visqueuse due au réseau poreux ou au réseau rainuré (pertes visqueuses), les accélérations/décélérations (souvent faibles) de l'écoulement liquide à l'évaporateur/condenseur respectivement (pertes inertielles) et les pertes volumiques dues à la pesanteur ou une quelconque force volumique extérieure (centrifuge, magnétique...).

$$\sum_j \Delta P_l^j = \Delta P_l^{vi} + \Delta P_l^{in} + \Delta P_l^g \quad (\text{I.48})$$

Nous allons établir l'expression des pertes de pression liquide dans un réseau capillaire poreux ou assimilé poreux.

Reay et Kew [65], ont regroupé les principaux modèles de calcul des pertes de charge liquide dans un milieu poreux ou assimilé et ont proposé des modèles dépendant du type du réseau capillaire, en 1D, 2D, voire 3D.

Pour les capillaires homogènes poreux, concernant les pertes de charges visqueuses, l'équation de Haguen-Poiseuille modifiée est la plus utilisée

$$\Delta P_l^{vi} = \frac{b \mu_l l_q \dot{Q}}{A_w r_{h,l}^2 \varepsilon \rho_l h_{lv}} \quad (\text{I.49})$$

Cependant, l'utilisation de cette formule n'est pas simple car il faut évaluer le facteur géométrique "b", la porosité "ε" et le rayon hydraulique moyen des pores "r_{h,l}". L'équation de Darcy est plus pratique, où la seule inconnue est la perméabilité du milieu poreux, facilement mesurable.

$$\Delta P_l^{vi} = \frac{\mu_l l_q \dot{Q}}{A_w K \rho_l h_{lv}} \quad (\text{I.50})$$

Dans la loi de Darcy, la perméabilité du milieu "K" dépend de la nature du milieu poreux.

La loi de "Blake-Kozeny" permet également d'évaluer les pertes de charge visqueuses. Elle diffère de la loi de Haguen-Poiseuille uniquement par le facteur géométrique "b".

$$\Delta P_l^{vi} = \frac{150(1-\varepsilon)^2}{4\varepsilon^2} \frac{\mu_l l_q \dot{Q}}{A_w r_{h,l}^2 \varepsilon \rho_l h_{lv}} \quad (\text{I.51})$$

Les modèles présentés précédemment sont applicables à des capillaires homogènes poreux ou bien non homogènes (rainures), la seule différence étant l'expression de la perméabilité "k" du milieu. Néanmoins, des modèles spécifiques aux réseaux non homogènes

de type rainures existent, dont l'un d'entre eux est le suivant :

$$\Delta P_l^{vi} = \frac{8 \mu_l l_q \dot{Q}}{\pi r_{h,l}^4 N \rho_l h_{lv}} \quad (I.52)$$

“ N ” étant le nombre de rainures sur une section droite du capillaire.

Concernant les caloducs à réseau capillaire composite (par exemple un réseau de rainures surmontées d'un tissu métallique), Reay et Kew [65] proposent le modèle suivant :

$$\Delta P_l^{vi} = \frac{6 \mu_l l_q \dot{Q}}{\pi r_{h,l} w^3 \rho_l h_{lv}} \quad (I.53)$$

ayant la forme de la loi Hagen-Poiseuille en y incluant la distance “ w ” entre la rainure et le tissu.

Les modèles basés sur la loi de Hagen-Poiseuille ou la loi de Darcy, impliquent un flux de chaleur entrant/sortant uniformément réparti sur l'évaporateur et le condenseur du caloduc. Dans le cas d'un sflux non uniforme, le modèle 1D de Chi est souvent utilisé [42]. Les pertes de pression liquide dans le modèle de Chi sont exprimées sous forme différentielle suivant l'axe du caloduc “ x ” et prennent également en compte les pertes de charge liquide d'origine volumique.

$$\frac{dP_l}{dx} = - \frac{\mu_l}{K A_w \rho_l h_{lv}} \dot{Q} \pm \rho_l g \sin \alpha \quad (I.54)$$

La perméabilité “ K ” dans le modèle de Chi dépend également de la structure capillaire étudiée. Selon Romestant [38], la perméabilité de la structure capillaire n'est pas forcément constante sur tout le long du réseau capillaire, particulièrement pour les réseaux non homogènes (rainures). En effet, la courbure du ménisque ou de l'interface liquide-vapeur varie entre la zone d'évaporation, où elle est maximale (creusement important), et la zone de condensation, où elle est minimale (creusement faible).

La variation de la courbure de l'interface liquide-vapeur implique une variation de la section de passage du liquide dans la rainure, influençant directement la perméabilité du milieu. L'autre point important du modèle de Chi, est la prise en compte des pertes de charge d'origine volumique, qui ne peuvent être négligées surtout si le caloduc travaille dans le sens contraire de la gravité. Le signe des pertes volumiques change en fonction de la position du condenseur par rapport à l'évaporateur (au-dessus ou en dessous).

Les modèles 1D de calcul des pertes de charge liquide d'origine visqueuse et gravitaire donnent de très bons résultats dans certains cas d'application de caloducs cylindriques . Cependant, dans des caloducs plats de formes prismatiques telles les chambres à vapeur,

on ne peut négliger les effets 2D voire même 3D du fait du sens de la circulation du liquide dans le réseau capillaire. Selon Kamenova [40], dans un caloduc plat à capillaire fritté, l'expression des pertes de pression liquide visqueuses en 3D prend la forme suivante :

$$\frac{\partial^2 P_l^{vi}}{dx^2} + \frac{\partial^2 P_l^{vi}}{dy^2} + \frac{\partial^2 P_l^{vi}}{dz^2} = \frac{\mu_l}{K \rho_l h_{lv}} \dot{Q}_v \quad (\text{I.55})$$

Dans l'équation I.56 " \dot{Q}_v " représente le puissance thermique volumique en $[W/m^3]$.

Vadakkan et al. [54] ont proposé un modèle 3D assez complexe d'un caloduc plat à poudre frittée avec plusieurs évaporateurs. Le but de l'étude était d'évaluer les performances de ce caloduc en régime stationnaire et transitoire. Ils ont utilisé les équations de Naviers-Stokes modifiées pour tenir compte de la porosité et la perméabilité du milieu poreux.

$$\frac{\partial \rho_l u_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_l U u_i) = -\frac{\partial \varphi P_l^{vi}}{\partial x_i} + \nabla \cdot (\mu_l \nabla u_i) - \frac{\mu_l \varphi}{K} u_i - \frac{C_E \varphi}{K^{1/2}} \rho_l |U| u_i \quad (\text{I.56})$$

" u_i " et " x_i ", représentent respectivement la composante " i " du vecteur vitesse " U " et la direction " i " du vecteur spatial " X ". " φ " est la porosité du milieu et " K " sa perméabilité. Le dernier terme de l'équation I.56, représente un facteur de frottement, dit "trainée quadratique de Forchheimer". On remarque qu'en additionnant les termes " $-\frac{\partial \varphi P_l^{vi}}{\partial x_i}$ ", " $\frac{\mu_l \varphi}{K} u_i$ " et en égalisant le tout à zéro, on retrouve l'équation de Darcy I.50.

Au Chapitre III "Développement d'un dissipateur de chaleur à caloducs cylindriques", nous avons utilisé des caloducs cylindriques. Nous nous sommes contentés du modèle 1D de Chi qui tient compte des pertes de charge d'origine visqueuse et gravitaire. Les pertes inertielles dans la phase liquide, comme déjà mentionné, sont négligeables du fait de la faible vitesse d'écoulement.

4.3.2.3.4 Écoulement de vapeur dans un canal : expression des pertes de charge dans la phase vapeur

Évaluer les pertes de pression vapeur n'est pas forcément évident de par la présence d'une zone de condensation et d'évaporation. A la sortie de l'évaporateur, la vitesse de la vapeur aura une composante strictement normale à l'axe du caloduc. Ensuite, dans la zone adiabatique, la vitesse devient axiale pour redevenir radiale dans la zone de condensation.

De même que pour les pertes de charge liquide, les pertes de pression vapeur ont pour origine les frottements (pertes visqueuses), l'accélération de l'écoulement vapeur à l'évaporateur et sa décélération au condenseur (pertes inertielles) et finalement les pertes

volumiques dues à la pesanteur ou une quelconque force volumique extérieure (centrifuge, etc.). Cependant, la faible densité de la vapeur fait en sorte que les pertes de pression vapeur dues aux forces volumiques sont souvent négligeables.

$$\sum_i \Delta P_v^i = \Delta P_v^{vi} + \Delta P_v^{in} + \Delta P_v^g \quad (\text{I.57})$$

De même que pour la phase liquide, l'écoulement vapeur est de type Poiseuille. Donc les pertes de pression d'origine visqueuse auront la forme différentielle suivante :

$$\frac{dP_v^{vi}}{dx} = F_v \dot{Q} \quad (\text{I.58})$$

Avec $F_v = -\frac{\mu_v (f_v Re_v)}{2r_{h,v}^2 A_v \rho_v h_{lv}}$, le produit du coefficient de trainée de la vapeur " f_v " et du nombre de Reynolds " Re_v ", va dépendre du régime d'écoulement. En régime laminaire ($Re_v < 2300$), le produit vaut 16. En régime turbulent ($Re_v > 2300$), l'expression du coefficient de frottement " F_v " est beaucoup plus complexe car elle fait intervenir le flux de chaleur " \dot{Q} " à deux reprises [15].

Dans l'hypothèse d'un écoulement laminaire incompressible (1D) et d'un flux de chaleur uniformément réparti, les pertes de pression visqueuses prennent la forme suivante :

$$\Delta P_v^{vi} = -\frac{8 \mu_v l_q \dot{Q}}{\pi r_{h,v}^4 \rho_v h_{lv}} \quad (\text{I.59})$$

Concernant les pertes de pression inertielles, il existe deux hypothèses, celle de Chi où le recouvrement de pression est total et celle de Cotter et Busse où le recouvrement est partiel (Fig. I.25).

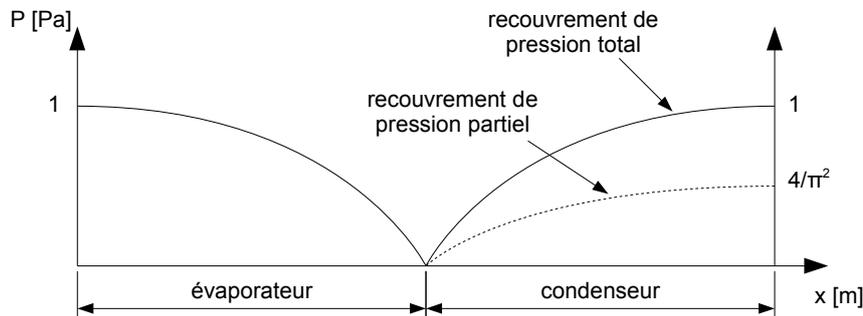


Figure I.25 – Recouvrement partiel ou total de la pression inertielle

La vapeur est accélérée dans la zone d'évaporation et décélérée dans la zone de condensation en restituant l'énergie absorbée initialement (la restitution peut être partielle ou

intégrale), d'où l'appellation "recouvrement de pression".

$$\frac{dP_v^g}{dx} = -D_v \frac{d\dot{Q}^2}{dx} \quad (\text{I.60})$$

" $D_v = \frac{\beta}{A_v^2 \rho_v h_{lv}^2}$ ", correspond au coefficient des pertes inertielles, avec " A_v " la section du canal de vapeur et " β " le facteur de quantité de mouvement prenant en compte la succion et l'injection de vapeur (valant 1.33 en régime laminaire et 1 en régime turbulent).

Dans le cas d'un recouvrement total pour un cas 1D en régime laminaire à flux imposé uniforme, la perte de pression liquide prend la forme de l'équation I.59 où uniquement les pertes visqueuses sont prises en compte. Dans le cas d'un recouvrement partiel, les pertes de pression vapeur auront la forme différentielle suivante :

$$\Delta P_v = \left[1 - \frac{4}{\pi^2} \right] \frac{\dot{Q}}{8 r_{h,v}^4 \rho_v h_{lv}} + \frac{8 \mu_v l_q \dot{Q}}{\pi r_{h,v}^4 \rho_v h_{lv}} \quad (\text{I.61})$$

Dans certains cas, il est nécessaire de résoudre les équations de Navier-Stokes en 2D voire même en 3D grâce à un outil numérique car la vitesse axiale de l'écoulement vapeur peut s'inverser en bout de condenseur sous l'effet d'un taux d'évaporation/condensation élevé [65].

En résumé, les pertes de pression liquide ou vapeur dans un caloduc peuvent avoir trois origines : les forces visqueuses, les forces inertielles et les forces volumiques. L'effet des forces volumiques est négligeable du fait de la faible masse volumique de la phase vapeur. Dans la phase liquide, les pertes d'origine inertielles sont négligées du fait de la faible vitesse d'écoulement dans le milieu poreux (ou assimilé) du caloduc. Cependant, les pertes de pression d'origine volumique dues à la gravité peuvent avoir une grande importance, surtout pour les caloducs travaillant à contre gravité.

4.3.2.4 Limites de fonctionnement d'un caloduc

Le caloduc possède une plage de fonctionnement bien précise, définie par des valeurs-limites de flux thermique liées aux écoulements liquide et vapeur, à la géométrie du caloduc, à la structure du capillaire et aux propriétés thermophysiques du fluide de travail. Ces flux thermiques dessinent une courbe en forme de cloche et dépendent de la température de la vapeur au centre du caloduc. Au-delà de ces limites, un mauvais fonctionnement, un endommagement voire même une destruction du caloduc est possible.

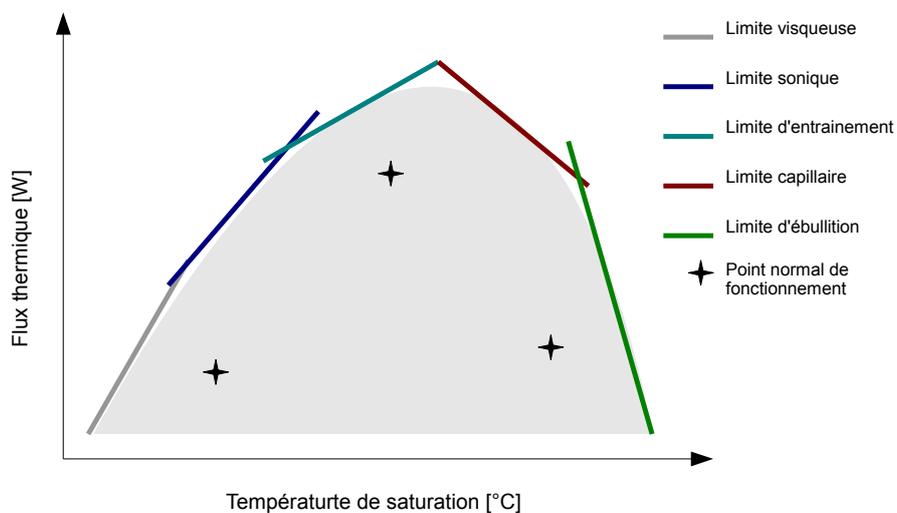


Figure I.26 – Limites qualitatives de fonctionnement d'un caloduc

Les premières limites de fonctionnement d'un caloduc sont liées aux propriétés critiques du fluide de travail. Le caloduc se basant essentiellement sur le principe de changement de phase, autrement dit l'équilibre liquide saturé/vapeur saturée en condition normale, il ne peut fonctionner qu'entre le point triple et le point critique du fluide de travail lui étant associé.

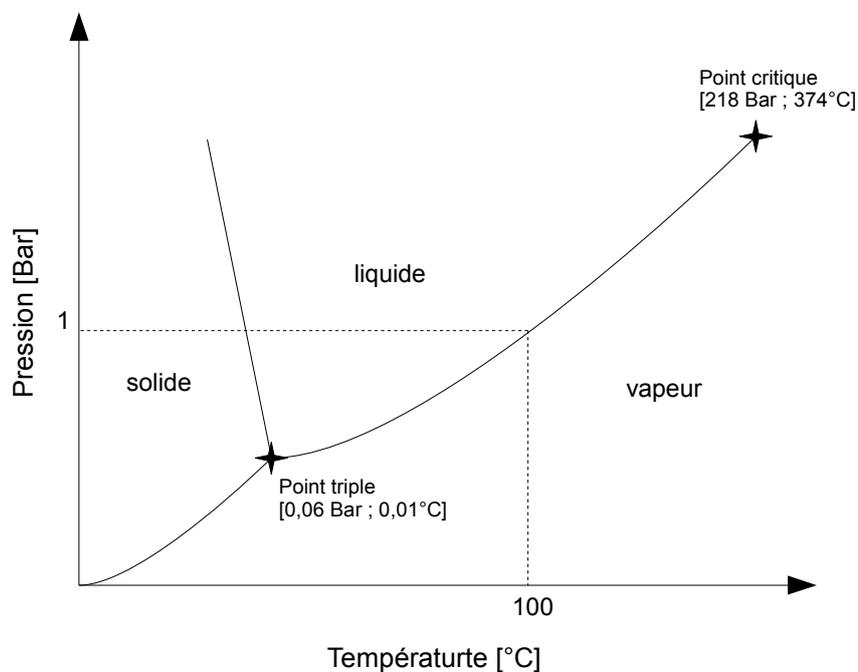


Figure I.27 – Diagramme de phase pour de l'eau pure

Si le caloduc remplit bien ces premières conditions, ce n'est pas suffisant pour assu-

rer son bon fonctionnement. Des limites liées à l'écoulement vapeur/liquide apparaissent même à des faibles puissances : limites visqueuse et sonique pour l'écoulement vapeur, et limites d'entraînement, d'ébullition et capillaire pour l'écoulement liquide.

4.3.2.4.1 Limite visqueuse

Cette limite est l'une des premières à apparaître. Elle est prépondérante surtout dans les caloducs à métaux liquides fonctionnant à de faibles températures. En effet, la densité de la phase vapeur étant très faible à ces températures, la différence de pression (selon la loi de Clapeyron) engendrée est trop faible pour vaincre la résistance hydraulique du canal vapeur, d'où l'appellation "limite visqueuse". Dans l'hypothèse où le caloduc évolue dans des conditions de saturation et que la vapeur est considérée comme un gaz parfait, la loi de Clapeyron prendra la forme suivante :

$$dP_v = \frac{\rho_v h_{lv}}{T_v} dT_v \quad (\text{I.62})$$

Par exemple, pour une température de fonctionnement de $T_{sat} = 10^\circ\text{C}$, le facteur de proportionnalité entre la différence de pression et la différence de température de l'équation I.62 vaut 82.2 Pa K^{-1} pour de l'eau pure et $6.55 \cdot 10^{-3} \text{ Pa K}^{-1}$ pour du mercure [38]. Il est clair que pour un même caloduc le risque d'atteindre la limite visqueuse est plus important dans le cas du mercure.

L'utilisateur d'un caloduc ne peut accéder ou mesurer directement la différence de pression ou toute autre grandeur au sein du caloduc pour estimer le risque d'atteindre la limite visqueuse ou toute autre limite. Il est donc d'usage d'exprimer les limites de fonctionnement en termes de flux thermique critique ou limite. Ce flux étant imposé par l'utilisateur et connaissant la température adiabatique (mesurable), on peut rapidement savoir si le couple (flux, température) est en deçà des limites de fonctionnement (Fig. I.26). Dès lors, toutes les limites de fonctionnement seront exprimées en termes de flux thermique en fonction de paramètres pertinents.

Busse ainsi que Faghri [66] ont été les premiers à établir la relation donnant la limite visqueuse pour un caloduc cylindrique avec un flux thermique imposé symétrique. Leurs hypothèses sont les suivantes :

- l'écoulement vapeur est assimilé à un écoulement de type Poiseuille laminaire (Eqn. I.63)
- la vapeur est considérée comme un gaz parfait et évolue de manière isotherme (Eqn. I.64)

$$\frac{dP_v}{dx} = \frac{-32 \mu_v}{d_v^2} u_v(x) = \frac{-8}{\pi r_{h,v}^4 h_{lv}} \frac{\mu_v Q(x)}{\rho_v(x)} \quad (\text{I.63})$$

$$\frac{P_v(x)}{\rho_v(x)} = \frac{P_{v,0}}{\rho_{v,0}} = r_g T_{v,0} = r_g T_v \quad (\text{I.64})$$

En remplaçant l'équation I.64 dans l'équation I.63 et en intégrant une fois sur toute la longueur du caloduc, on obtient l'expression suivante :

$$P_{v,t}^2 - P_{v,0}^2 = \frac{16 \mu_v}{\pi r_{h,v}^4 h_{lv}} \frac{P_{v,0}}{\rho_{v,0}} \int_0^{l_t} Q(x) dx \quad (\text{I.65})$$

La courbe des limites de fonctionnement étant établie pour les couples flux thermique/ température adiabatique au centre du canal, il devient logique d'exprimer la limite visqueuse à cet endroit.

$$P_{v,l_t/2}^2 - P_{v,l_t}^2 = \frac{16 \mu_v}{\pi r_{h,v}^4 h_{lv}} \frac{P_{v,l_t/2}}{\rho_{v,l_t/2}} \int_{l_t/2}^{l_t} Q(x) dx \quad (\text{I.66})$$

Le résultat de l'intégration du flux thermique à droite de l'équation I.66 dépendant de la distribution du flux au niveau du caloduc, on définit, dans ce cas, la longueur effective de la manière suivante :

$$l_q = \frac{1}{Q_{vis}} \int_{l_t/2}^{l_t} Q(x) dx \quad (\text{I.67})$$

Ce qui nous amène à l'expression de la limite visqueuse dans un caloduc cylindrique calculée au niveau de la zone adiabatique, en remplaçant $P_{v,l_t/2}$ par P_v

$$\dot{Q}_{vis} = \frac{\pi r_{h,v}^4 h_{lv}}{16 \mu_v l_q} \left(1 - \left(\frac{P_{v,l_t}}{P_v} \right)^2 \right) \rho_v P_v \quad (\text{I.68})$$

Proche du point triple, le rapport $\frac{P_{v,l_t}}{P_v}$ tend vers zéro, ce qui nous amène à l'expression définie par Busse

$$\dot{Q}_{vis} = A_v \frac{d_v^2 h_{lv}}{64 \mu_v l_q} \rho_v P_v \quad (\text{I.69})$$

4.3.2.4.2 Limite sonique

Cette limite apparait également dans les caloducs à métaux liquides, pour les faibles températures de saturation, quand le fluide de travail est proche du point triple. La différence de pression est alors suffisante pour assurer un écoulement vapeur, mais sa faible densité peut conduire à une vitesse d'écoulement extrêmement élevée malgré le faible débit. En effet, selon l'équation I.70, en augmentant le flux thermique, l'écoulement peut devenir subsonique voire sonique en sortie d'évaporateur, conduisant au blocage sonique de l'écoulement et donc du caloduc, d'où l'appellation "limite sonique".

$$u_v = \frac{\dot{Q}}{\rho_v A_v h_{lv}} \quad (\text{I.70})$$

En se basant sur l'équation d'état des gaz parfaits et sur l'équation de Poiseuille pour un écoulement laminaire ainsi que l'équation I.70, Busse aboutit à l'expression suivante de la limite sonique d'un caloduc cylindrique [66] :

$$\boxed{\dot{Q}_{son} = 0.474 A_v h_{lv} (\rho_v P_v)^{0.5}} \quad (\text{I.71})$$

En faisant l'analogie entre l'écoulement vapeur et une tuyère de Laval, Romestant [38] aboutit à deux expressions de la limite sonique d'un caloduc en distinguant les cas 1D et 2D.

En 1D :

$$\dot{Q}_{son} = 1.183 A_v h_{lv} (\rho_v P_v)^{0.5} \quad (\text{I.72})$$

En 2D :

$$\dot{Q}_{son} = 1.22 A_v h_{lv} (\rho_v P_v)^{0.5} \quad (\text{I.73})$$

4.3.2.4.3 Limite d'entraînement

Dans la plupart des caloducs, les écoulements vapeur et liquide se font à contre courant, sans séparation physique. En augmentant le flux thermique à l'évaporateur, l'écoulement de la vapeur s'accélère, augmentant ainsi le cisaillement du liquide par la vapeur. Ce cisaillement se traduit par l'apparition de vaguelettes qui se creusent au fur et à mesure que la vitesse augmente, conduisant à l'arrachage de gouttelettes au liquide. Cette interaction peut être néfaste au fonctionnement du caloduc du fait de la perturbation voire la rupture du retour de l'écoulement liquide vers l'évaporateur [15].

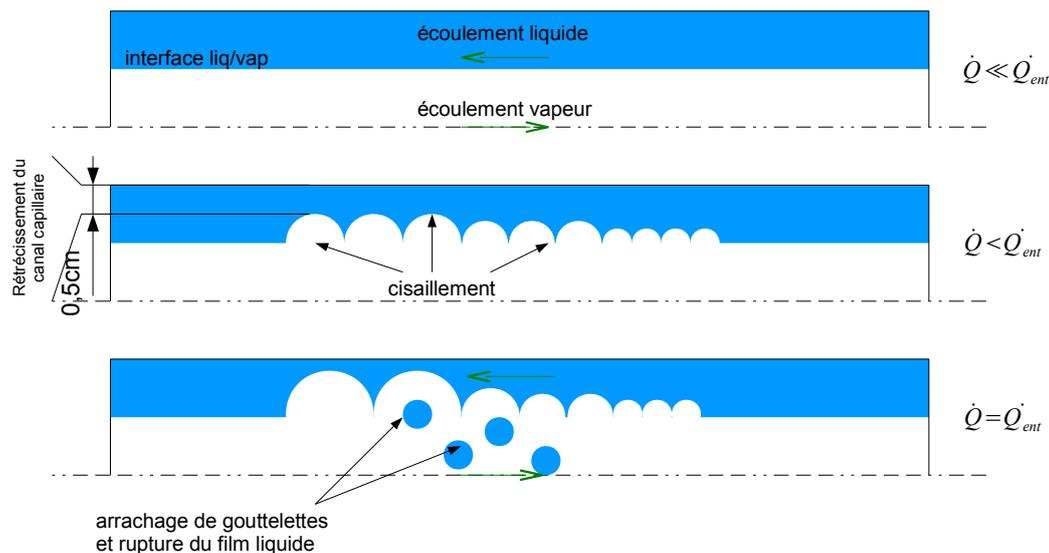


Figure I.28 – Manifestation de la limite d'entraînement dans un caloduc

Cette limite dépend fortement du type de réseau capillaire. Elle est haute pour des réseaux en toile métallique ou poreux et basse pour des réseaux en forme de rainures axiales (triangulaires, rectangulaires et trapézoïdales) du fait de l'exposition de l'écoulement liquide à l'écoulement vapeur.

Bricard [15] propose la formule suivante pour estimer la limite d'entraînement d'un caloduc cylindrique :

$$\dot{Q}_{ent} = A_v h_{lv} \left(\frac{\sigma_{lv} \rho_v}{z} \right)^{0.5} \quad (\text{I.74})$$

Le paramètre géométrique “z” dépend du réseau capillaire. Il est égal à la distance entre deux mailles pour les réseaux de toile métallique et à la double largeur de la rainure pour les réseaux capillaire à rainures.

4.3.2.4.4 Limite capillaire

Dans les caloducs à réseaux capillaires, la pression motrice permettant le retour des condensats vers la zone d'évaporation a pour origine la pression capillaire (voir §.4.3.2.3.1), rendant la limite capillaire la plus critique des limites de fonctionnement de ce type de caloducs. La pression capillaire générée par le réseau poreux ou de rainures doit contrecarrer la totalité des pertes de charge dues à l'écoulement liquide/vapeur et éventuellement des

forces volumiques. En d'autres termes, la problématique se résume à l'équation I.75

$$\sum_i \Delta P_v^i + \sum_j \Delta P_l^j \leq \Delta P_{cap} \quad (I.75)$$

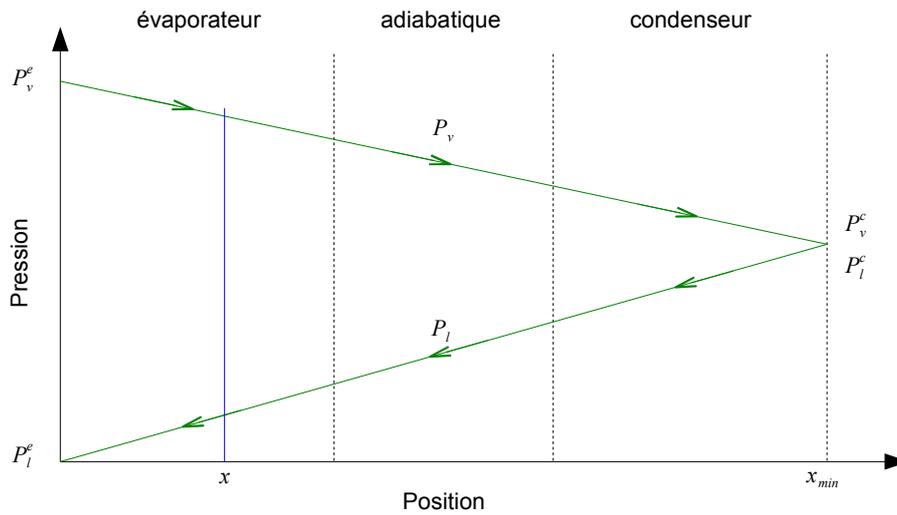


Figure I.29 – Évolution des profils de pression liquide et vapeur dans un caloduc en fonctionnement normal

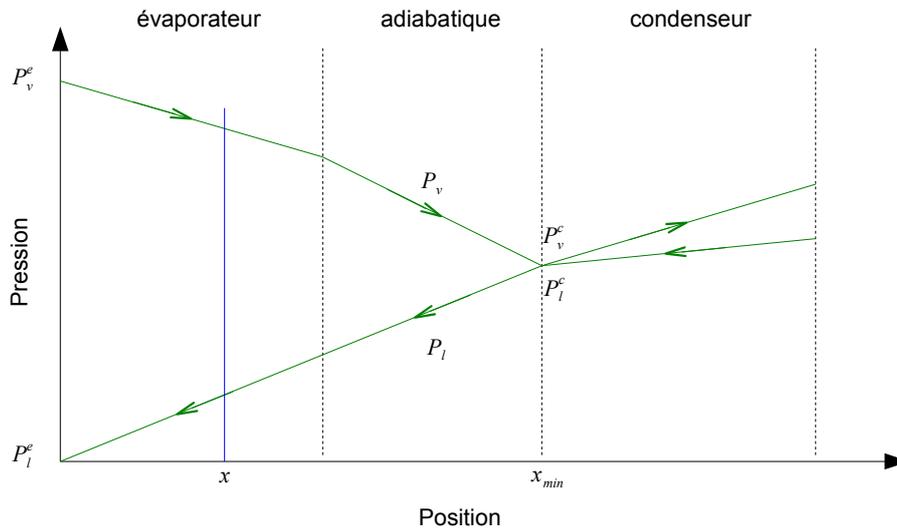


Figure I.30 – Évolution des profils de pression liquide et vapeur dans un caloduc proche de sa limite capillaire

Les pertes de pression vapeur d'origine volumique sont négligeables car la masse volumique de la vapeur est faible. De même, les pertes de pression liquide d'origine inertielle

sont négligeables car, souvent, l'écoulement du liquide dans le capillaire est laminaire. A partir de ces hypothèses, l'équation I.75 devient,

$$\Delta P_v^{vi} + \Delta P_l^{vi} + \Delta P_v^{in} + \Delta P_l^g \leq \Delta P_{cap} \quad (\text{I.76})$$

Les expressions de ces différents termes sont démontrées au niveau de la partie §.4.3.2.3.1 de ce chapitre.

L'expression de la limite capillaire dépend du problème et des hypothèses émises, notamment sur la distribution du flux thermique au niveau de l'évaporateur. Nous allons établir l'inégalité de la limite capillaire dans le détail [15]. Pour plus de commodités, les pertes de pression liquide et vapeur seront notées ΔP_l et ΔP_v .

Dans des conditions normales de fonctionnement (Fig. I.26), les profils de pression vapeur et liquide auront la forme illustrée au niveau de la figure I.29. Le point mouillé " x_{min} " définit par l'égalité des pressions liquide/vapeur, correspondant à une interface liquide/vapeur plane, se trouve au bout du condenseur (Fig. I.29). Dans des conditions proches de la limite capillaire le point mouillé se déplace et les profils de pression liquide/vapeur sont modifiés (Fig. I.30).

En régime établi, l'équilibre des pressions dans le caloduc donne :

$$[P_v^e - P_l^c] + [P_l^c - P_v^c] + [P_v^c - P_l^e] + [P_l^e - P_v^e] = 0 \quad (\text{I.77})$$

En réarrangeant les termes de l'équation I.77 on obtient :

$$[P_v^e - P_v^c] + [P_l^c - P_l^e] = [P_v^e - P_l^e] - [P_v^c - P_l^c] \quad (\text{I.78})$$

En injectant l'expression de la pression capillaire donnée par l'équation de Laplace-Young (Eqn. I.47) et en remarquant les expressions des différences de pression liquide et vapeur on obtient :

$$\Delta P_v + \Delta P_l = \sigma_{lv} \left(\frac{1}{\mathcal{R}_1} + \frac{1}{\mathcal{R}_2} \right)_x - \sigma_{lv} \left(\frac{1}{\mathcal{R}_1} + \frac{1}{\mathcal{R}_2} \right)_{x=x_{min}} \quad (\text{I.79})$$

Le dernier terme de l'équation I.79 car l'interface liquide/vapeur est plane, ce qui donne :

$$\Delta P_v + \Delta P_l = \sigma_{lv} \left(\frac{1}{\mathcal{R}_1} + \frac{1}{\mathcal{R}_2} \right)_x \quad (\text{I.80})$$

Enfin, la limite capillaire maximale correspondant à une courbure maximale doit rester inférieure ou égale à la somme (l'intégrale) des pertes de pression liquide et vapeur. La

position de la courbure maximale se situe au niveau de l'évaporateur à une position définie comme étant " x_{max} ".

$$\int_{x_{min}}^{x_{max}} \left(\frac{dP_v}{dx} + \frac{dP_l}{dx} \right) dx = \Delta P_{cap}^{max} = \frac{2\sigma_{lv} \cos\theta}{r_{cap}} \quad (I.81)$$

Les termes de perte de pression " P_v " et " P_l " dépendent uniquement de la direction longitudinale " x " et sont définis au niveau des parties §.4.3.2.3.4 et §.4.3.2.3.3 de ce chapitre.

4.3.2.4.5 Limite d'ébullition

Cette limite appelée également limite du flux radial, se manifeste pour les forts flux et à haute température de saturation. Elle correspond au flux thermique maximal transférable avant l'apparition de la première bulle de vapeur. Généralement, le transfert thermique diphasique par ébullition nucléée est recherché pour l'importance du coefficient d'échange convectif qu'il offre (voir la partie §.4.3.2.2.3). Cependant, dans un caloduc, l'apparition de bulles de vapeur au sein du réseau capillaire peut être très dommageable. L'apparition et la disparition d'une bulle de vapeur dans le réseau capillaire d'un caloduc conduit dans le meilleur des cas à la perturbation de l'écoulement liquide et, au pire, à l'assèchement de l'évaporateur conduisant à la destruction du caloduc. Pour ces raisons, on évite de faire fonctionner le caloduc près de cette limite.

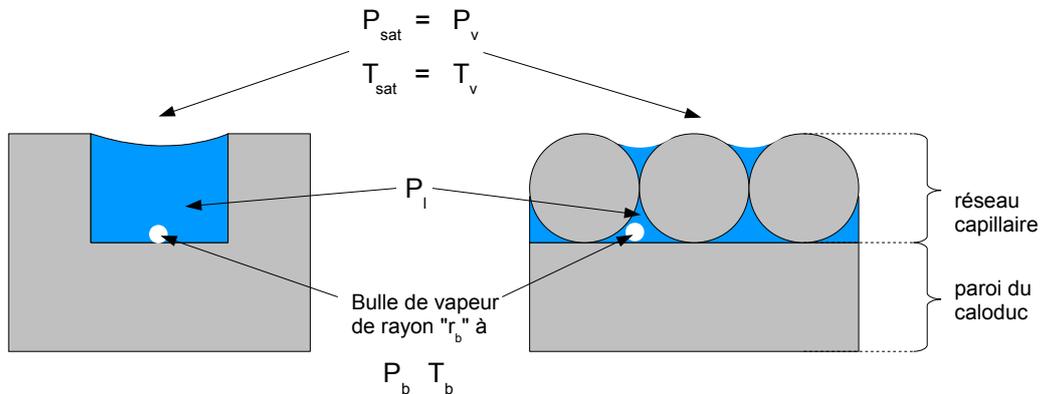


Figure I.31 – Apparition des bulles de vapeur dans la réseau capillaire d'un caloduc

L'équilibre de la bulle de vapeur et l'équilibre du ménisque sont exprimés selon la loi

de Young-Laplace

$$P_b - P_l = \frac{2\sigma_{lv}}{r_b} \quad (\text{I.82})$$

$$P_v - P_l = \frac{2\sigma_{lv}}{r_{cap}} \quad (\text{I.83})$$

En soustrayant l'équation I.83 de l'équation I.82 on obtient :

$$P_b - P_v = 2\sigma_{lv} \left(\frac{1}{r_b} - \frac{1}{r_{cap}} \right) \quad (\text{I.84})$$

Afin d'exprimer cette relation en termes de température, on utilise la loi de Clausius-Clapeyron,

$$T_b - T_v = \frac{2\sigma_{lv} T_v}{\rho_v h_{lv}} \left(\frac{1}{r_b} - \frac{1}{r_{cap}} \right) \quad (\text{I.85})$$

La bulle de vapeur étant très proche de la paroi chauffée de l'évaporateur, et vu sa taille, sa température " T_b " est identique à celle de la paroi " T_s ". De même, la température de la vapeur surplombant le ménisque est supposée proche de la température de saturation du fluide de travail " T_{sat} ". Sous ces hypothèses l'équation I.85 devient,

$$\Delta T_{eb} = T_s - T_{sat} = \frac{2\sigma_{lv} T_v}{\rho_v h_{lv}} \left(\frac{1}{r_b} - \frac{1}{r_{cap}} \right) \quad (\text{I.86})$$

Enfin, en se référant à la résistance du réseau capillaire au flux thermique

$$\dot{Q}_{ebu} = R_6 \Delta T_{eb} \quad (\text{I.87})$$

On obtient l'expression finale de la limite d'ébullition d'un caloduc cylindrique soumis à un flux thermique symétrique

$$\boxed{\dot{Q}_{ebu} = \frac{2\pi l_e k_q T_{sat}}{\ln \frac{d_i}{d_v} \rho_v h_{lv}} \left(\frac{2\sigma_{lv}}{r_b} - \Delta P_{cap} \right)} \quad (\text{I.88})$$

5 Refroidissement des serveurs informatiques

Le besoin croissant en puissance de calcul et en stockage de données informatiques a conduit à des avancées significatives dans le domaine des semi-conducteurs. Les puces électroniques (Chips) sont de plus en plus puissantes pour une taille de plus en plus réduite. Le graphique de la figure I.32 prévoit des densités de l'ordre de 200 W/cm^2 d'ici à 2018. Cette rapide augmentation des densités thermiques crée un énorme défi pour la gestion et le contrôle thermique, non seulement des composants électroniques obligatoirement maintenus en deçà de leur température admissible de fonctionnement, mais également de tout le data centre.

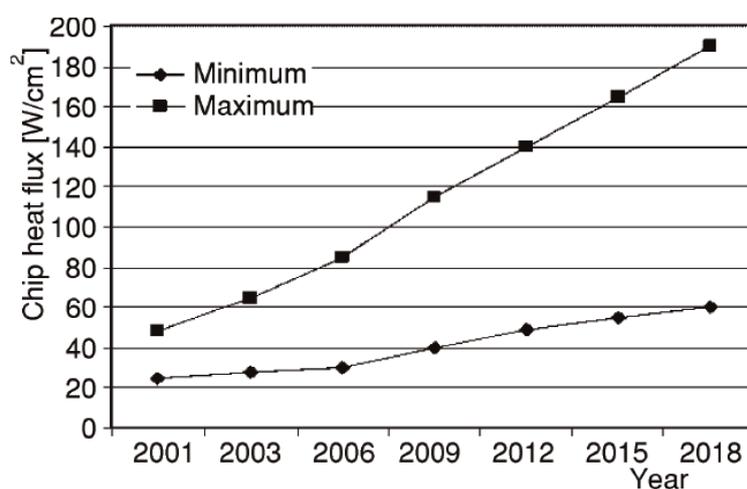


Figure I.32 – Évolution prédictive des flux de puissance des puces électroniques [1]

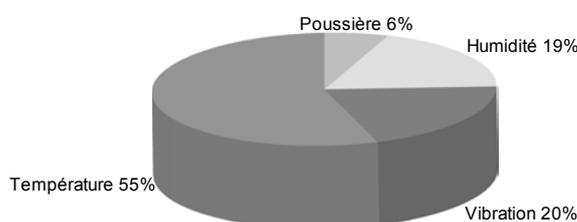


Figure I.33 – Origine des pannes des composants électroniques [1]

Afin de bien percevoir l'importance de la gestion thermique d'un data centre, il suffit d'analyser les sources de pannes dans ces derniers. Les pannes dans les data centres liées aux composants électroniques sont principalement dues à la surchauffe de ces derniers (Fig. I.33), suivies des vibrations causées par les ventilateurs au même titre que l'humidité

excessive et, dans une moindre mesure, la poussière créatrice potentiellement de courts-circuits. Cela montre bien l'importance de la gestion thermique des composants de la carte électronique, un mauvais dimensionnement du dispositif de refroidissement pouvant mettre en péril l'intégralité du data centre.

Une relation étroite existe entre un composant sur une carte électronique, l'armoire et le système de refroidissement du data centre, le composant étant la brique élémentaire ou l'élément dimensionnant du système de refroidissement tout entier (Fig. I.35 et Fig. I.34). En effet, en imposant la température maximale de fonctionnement du composant, on impose la température maximale de l'ambient à ne pas dépasser, que l'on utilise de l'air ou n'importe quel autre fluide caloporteur. On distingue trois niveaux de contrôle thermique dans le data centre, bien que tous soient connectés les uns aux autres par une chaîne thermique.

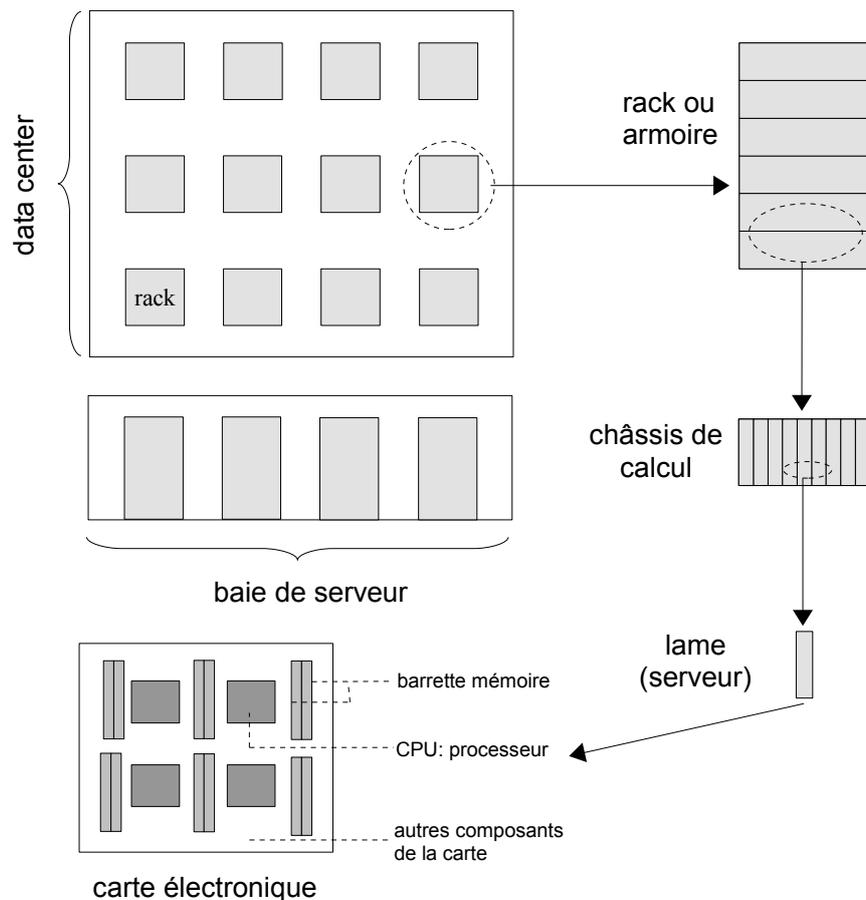


Figure I.34 – Éléments constitutifs d'un data centre

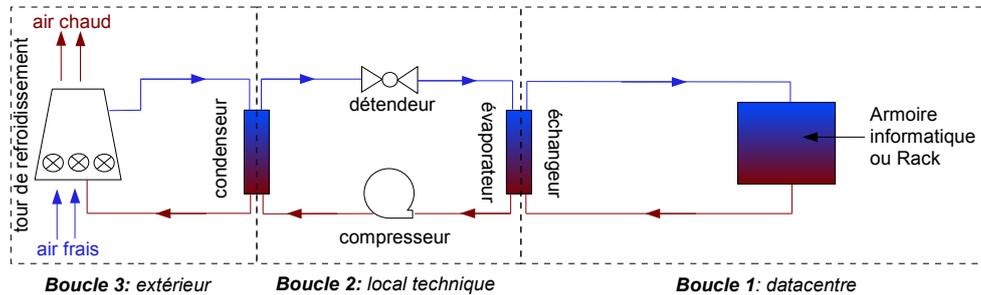


Figure I.35 – Schéma de principe du contrôle thermique des data centres

5.1 Contrôle thermique au niveau du serveur

Afin de mieux répertorier les différentes techniques de refroidissement des composants électroniques, nous avons établi un classement selon trois critères : refroidissement actif ou passif, refroidissement direct ou indirect et refroidissement mono- ou diphasique. Ces trois critères nous ont permis d'englober la totalité des techniques et dispositifs de refroidissement utilisés en électronique. La distinction entre refroidissement actif ou passif se fait selon qu'on dépense ou pas de l'énergie, quelle que soit sa forme (mécanique, électrique,...), pour faire fonctionner le dispositif de refroidissement. Le refroidissement est dit direct si le fluide caloporteur est en contact direct avec le composant refroidi et indirect si un intermédiaire existe entre le liquide et le composant. La notion de refroidissement monophasique ou diphasique porte sur l'état du fluide de refroidissement utilisé. Il peut être dans un état monophasique (liquide ou gazeux) ou diphasique si les deux phases sont présentes en même temps.

Le refroidissement thermoélectrique a été difficile à classer. Il s'agit bien d'un refroidissement actif car une énergie électrique est consommée. Le refroidissement se fait de manière indirecte étant donné que le liquide caloporteur n'est pas en contact direct avec la puce électronique. Cependant, il est difficile de dire s'il s'agit d'un refroidissement monophasique ou diphasique. Nous l'avons classé en monophasique étant donné que le puits de chaleur situé directement après le refroidisseur thermoélectrique, est souvent un liquide caloporteur monophasique.

Les techniques de refroidissement actives, directes et diphasiques sont les plus efficaces concernant l'échange thermique. Toutefois, il faut tenir compte du bilan énergétique, économique ainsi que l'encombrement du dispositif de refroidissement. Souvent, on préférera, surtout en électronique, les dispositifs les plus compacts et les moins énergivores.

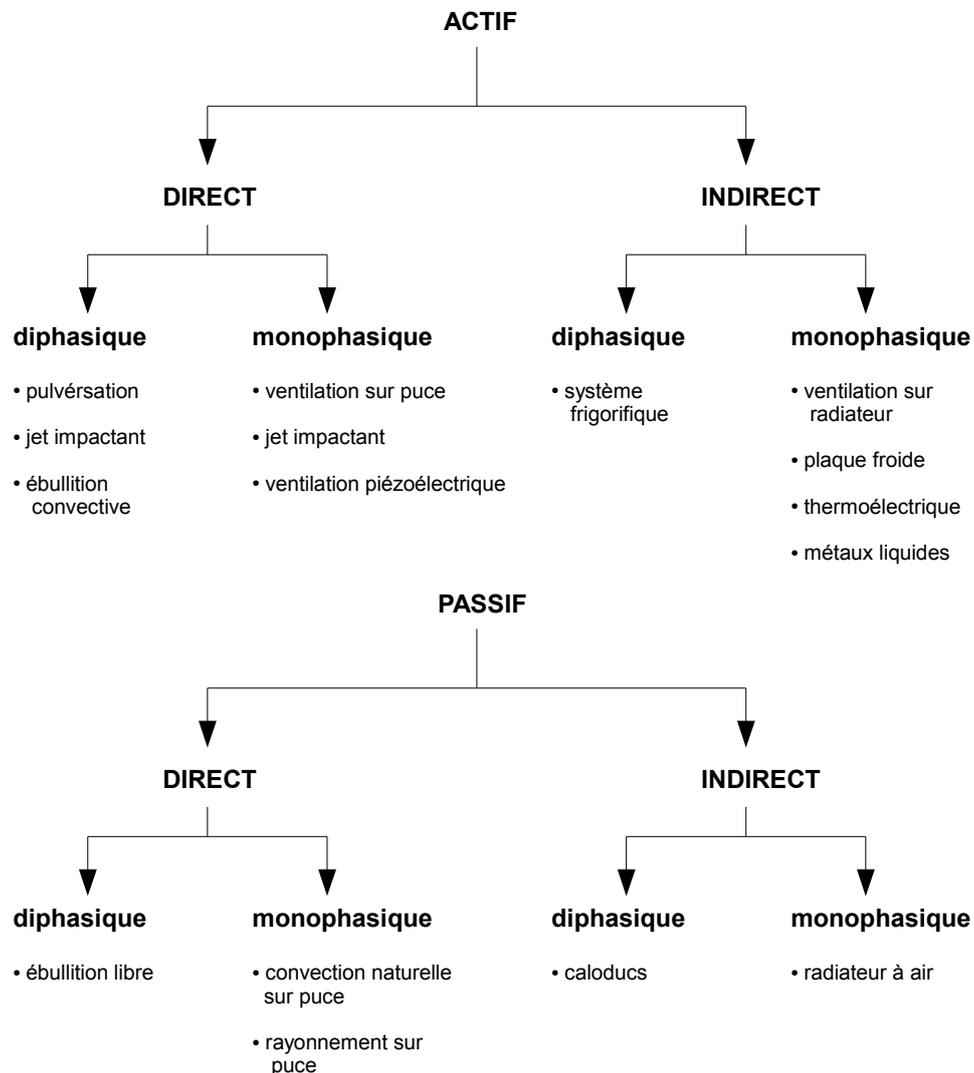


Figure I.36 – Classement des techniques de refroidissement utilisées en microélectronique

5.1.1 Contrôle thermique actif

Il regroupe l'intégralité des dispositifs de refroidissement consommant de l'énergie, quelle que soit sa forme (électrique, mécanique,...), pour fonctionner.

5.1.1.1 Refroidissement actif direct

5.1.1.1.1 Diphasique

La pulvérisation de gouttelettes microscopiques, les jets impactant et l'ébullition convective sont autant de technologies nécessitant une pompe ou un système de mise sous pression pour être actives et effectives. La pulvérisation consiste à envoyer des gouttes de

liquide caloporteur directement sur la surface à refroidir ; elles forment un film liquide quasi instantanément et s'évaporent en récupérant au passage la puissance dissipée par le composant. La vapeur générée redevient liquide avec un dispositif de condensation adéquat. La même stratégie est adoptée pour le refroidissement par jet impactant.

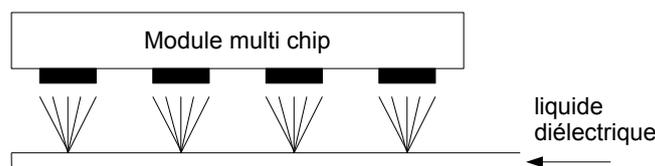


Figure I.37 – Refroidissement par pulvérisation de liquide diélectrique

Un puissant jet vient percuter la surface à refroidir, récupère la chaleur générée, change éventuellement de phase et est convecté pour recommencer le cycle. Plusieurs types de jets impactants existent : le jet impactant libre qui débouche dans l'air avant de heurter la surface chaude, le jet impactant submergé qui débouche dans le même liquide le constituant et le jet impactant submergé et confiné (Fig. I.38). L'ébullition convective consiste à immerger la carte électronique ou seulement un composant dans un liquide diélectrique circulant généralement sous l'action d'une pompe. Ce type d'échange est particulièrement efficace mais difficile à gérer, notamment par rapport au choix de la pompe qui doit gérer la circulation de fluide diphasique.

5.1.1.1.2 Monophasique

Les jets impactants cités précédemment peuvent également agir en étant monophasiques. Ils sont, certes, moins efficaces mais cela simplifie le système de pompage. Une autre technique plus classique est le soufflage d'air sur l'élément chauffant grâce à un ventilateur. Cette méthode est très simple et peu coûteuse mais faiblement efficace et elle est réservée aux composants dissipant une dizaine de Watt. Le refroidissement par ventilateur piézoélectrique est une autre technique de refroidissement basée sur le soufflage d'air. Une lame en céramique est alimentée en courant électrique et se met à osciller à de très hautes fréquences. Un mouvement d'air est créé pouvant augmenter le coefficient d'échange convectif jusqu'à 100% comparé au cas de référence [67].

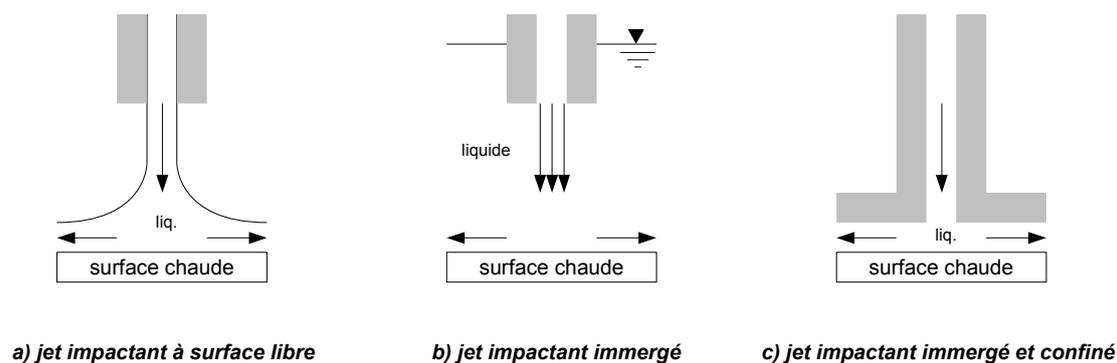


Figure I.38 – Différentes techniques de refroidissement par jet impactant

5.1.1.2 Refroidissement actif indirect

5.1.1.2.1 Diphasique

Les dispositifs les plus répandus sont les systèmes frigorifiques. Ils ont été utilisés pour le refroidissement des gros systèmes informatiques. Notamment, un dispositif de réfrigération à compression de vapeur a été utilisé pour le contrôle thermique des CMOS (Complementary metal oxide semiconductor), et leur performance dépendait grandement de la température d'utilisation. La fiabilité et la durabilité de ces systèmes ont été prouvées. La température d'utilisation s'étendait de -20° à 40°C [1]

5.1.1.2.2 Monophasique

Le soufflage d'air forcé grâce à des ventilateurs est la méthode la plus utilisée en refroidissement de composants électroniques de par sa simplicité de mise en œuvre, de son coût et de sa fiabilité. Afin d'augmenter l'efficacité d'une telle technique, des radiateurs ou ailettes sont collés sur les composants à refroidir. Cependant, ces dernières années avec l'augmentation de la densité thermique des composants, les radiateurs ont atteint des tailles gigantesques posant de vrais problèmes d'encombrement. Ce qui nous fait dire que la limite de la densité thermique des composants est probablement atteinte, d'où la nécessité du passage à un refroidissement plus efficace en changeant de liquide caloporteur, notamment. L'exemple classique est le refroidissement liquide grâce à des radiateurs à eau, par analogie avec le refroidissement à air avec radiateurs à air. Le transfert thermique par chaleur sensible est de l'ordre de 3000 fois supérieur pour l'eau comparée à l'air. Cette efficacité est d'autant plus accentuée si on considère les conductivités thermique des deux milieux, $0.06 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour l'air et $0.6 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ pour l'eau.

Le refroidissement liquide monophasique indirect est implémenté dans un serveur sous la forme d'une plaque à eau dans laquelle circule un liquide caloporteur (eau par exemple). Ce liquide capte la chaleur dissipée par les composants de la carte électronique. Un système composé principalement d'une pompe et d'un échangeur permet d'évacuer la chaleur contenue dans le liquide caloporteur vers l'extérieur du serveur.

Des variantes du refroidissement liquide par plaque froide existent. La différence réside dans le diamètre hydraulique des canaux constituant la plaque. La performance thermique de la plaque froide est inversement proportionnelle à la taille des canaux mais le bilan des pertes hydraulique est, quant à lui, proportionnel. Pour des diamètres de canaux compris entre 10 et 800 μm , la plaque froide est dite à micro-canaux et pour des diamètres de 1 à 10 mm , elle est dite à mini-canaux.

Pour des environnements où l'utilisation de liquides caloporteurs classiques (eau, alcool,...) n'est plus possible à cause des écarts de température haute/basse (dans l'espace par exemple), l'utilisation de métaux liquides est obligatoire. Le liquide métallique est mis en mouvement grâce au champ magnétique généré par une pompe magnétohydrodynamique, récupère la chaleur dissipée par le composant et est dirigé vers un échangeur pour l'évacuer. Des flux thermiques de l'ordre de 200 W/cm^2 peuvent être évacués à un débit de 0.3 l/min et la perte d'énergie hydraulique dans ce cas est de 15 kPa [67].

La dernière technique à citer dans cette catégorie est le contrôle thermoélectrique des composants électroniques. Cette technique se base sur différents phénomènes thermoélectriques tels que l'effet Seebeck (utilisé dans les mesures thermiques par thermocouples) ou l'effet Peltier. Un courant électrique est appliqué sur deux matériaux de nature différente, joints par le composant à refroidir d'un côté et par la source froide de l'autre. La différence de potentiel crée un flux d'électrons qui va transporter la chaleur de l'élément chauffant vers la source froide.

5.1.2 Contrôle thermique passif

Il regroupe l'intégralité des dispositifs de refroidissement ne consommant aucune énergie pour fonctionner.

5.1.2.1 Refroidissement passif direct

5.1.2.1.1 Diphasique

La seule technique à classer dans cette catégorie est le refroidissement par ébullition libre ou en vase (pool boiling, en anglais). La physique de ce phénomène est expliquée

dans la partie §.4.3.2.2.3 de ce chapitre. Succinctement, il s'agit d'immerger dans un liquide diélectrique des composants électroniques dissipateurs de puissance. En fonction du flux thermique ou de la différence de température entre la surface chaude et la température de saturation du liquide, des bulles commencent à apparaître, refroidissant au passage la surface chaude. Cette technique implique l'utilisation de grandes quantités de liquide diélectrique assez coûteux et pose des problèmes de maintenance et d'étanchéité des serveurs.

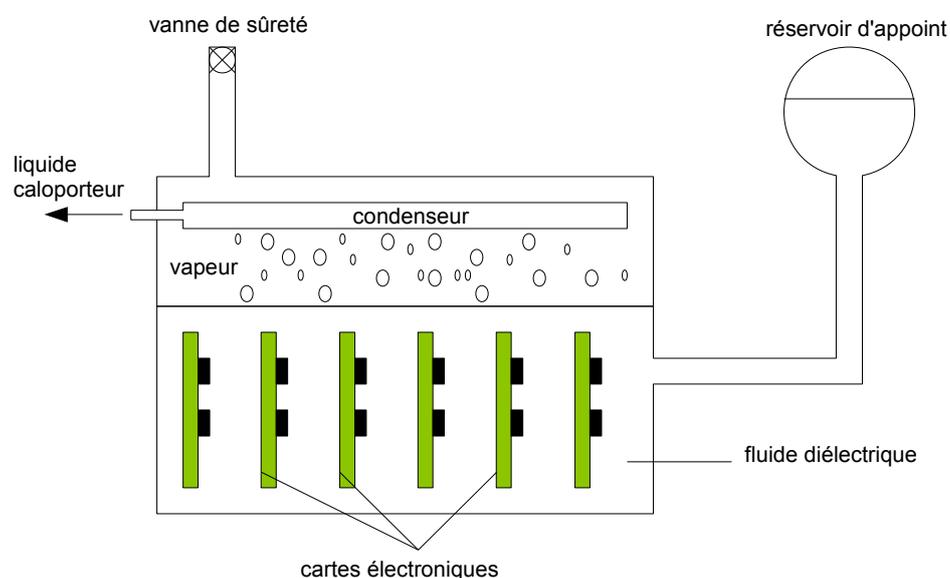


Figure I.39 – Refroidissement en ébullition libre par immersion dans un liquide diélectrique

Le régime d'ébullition nucléée est particulièrement efficace de par sa physique, les bulles de vapeur créant de la micro-convection. Certes cette technique nécessite un condenseur dans lequel circule un liquide caloporteur pour obtenir un système thermiquement stable, mais son coût est relativement faible par rapport au gain escompté.

5.1.2.1.2 Monophasique

Dans cette catégorie, on trouve les techniques les plus simples et triviales du refroidissement des composants électroniques. Les composants dissipant moins de 5 *Watt* ne nécessitent généralement pas de système de refroidissement actif ou de radiateurs fonctionnant de manière passive. La convection naturelle et le rayonnement avec les surfaces alentour sont généralement suffisants pour assurer le refroidissement correct des composants dissipant moins de 5 *Watt*

5.1.2.2 Refroidissement passif indirect

5.1.2.2.1 Diphasique

Cette catégorie regroupe tout système se basant sur le transfert d'énergie par chaleur latente en contact indirect avec les composants à refroidir. Sont inclus tous les systèmes à caloducs quel que soit leur type : LHP, thermosiphon, caloduc à réseau capillaire, etc. Toute la physique du fonctionnement des caloducs est détaillée dans les parties §.4.3.2.2 et §.4.3.2.3 de ce chapitre et dans la partie §.2.2 de l'Annexe A. Les caloducs à réseaux capillaires ont fait l'objet d'une étude détaillée au Chapitre III.

En électronique, les caloducs peuvent avoir deux rôles dans le refroidissement des composants électroniques : agir en tant que dissipateur de chaleur afin d'éliminer tout point chaud susceptible d'apparaître, ou bien déplacer la chaleur dissipée par les composants vers la source froide.

5.1.2.2.2 Monophasique

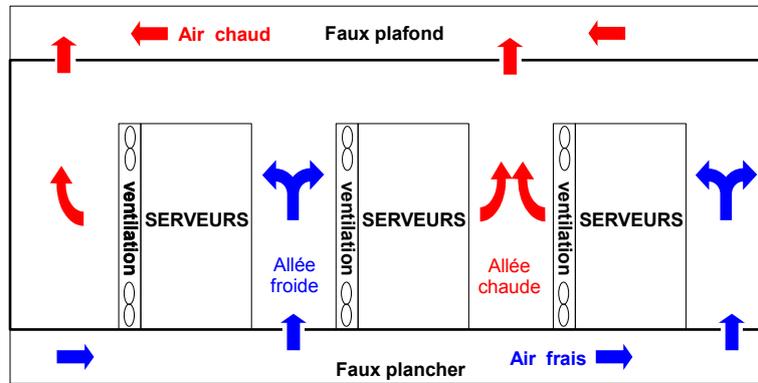
Quand la densité de puissance des composants électroniques à refroidir est trop basse pour utiliser des ventilateurs et qu'elle est trop haute pour un refroidissement passif direct, l'utilisation de radiateurs est courante, le but étant d'offrir une plus grande surface d'échange entre l'air et la surface chaude.

5.2 Contrôle thermique d'une armoire

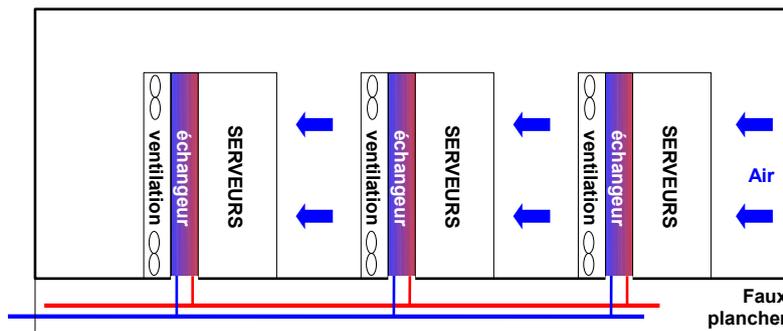
Une fois la chaleur (dissipée par les composants électroniques) évacuée à l'échelle de la carte (serveur), on doit gérer l'évacuation de cette chaleur à l'échelle de l'armoire. Le refroidissement à air des armoires informatiques est la technique la plus couramment utilisée. De l'air frais est injecté au niveau du faux plancher des allées froides des salles informatiques, il est aspiré par les ventilateurs des serveurs, se réchauffe et est rejeté dans la salle au niveau des allées chaudes. Ensuite, il est aspiré par les orifices présents dans le faux plafond. Cet air chaud est refroidi par le système de climatisation. Cette technique souffre d'un problème récurrent qui est la recirculation de l'air chaud entre la sortie et l'entrée des serveurs. La partie haute du serveur aspire préférentiellement l'air chaud au niveau des allées chaudes plutôt que l'air frais injecté au niveau du faux plancher, créant des problèmes de surchauffe et donc de sous-population des armoires. Afin de surmonter cette difficulté, une technique hybride a vu le jour, nommée refroidissement par porte froide. L'air ambiant de la salle est aspiré par les ventilateurs du serveur, capte la chaleur dissipée, passe par l'échangeur air/eau de la porte froide où il cède la chaleur emmagasinée, puis retourne dans la salle informatique à la même température d'entrée. Cette technique a permis de repeupler correctement les serveurs et le PUE s'en est amélioré. Il est passé de " 2" en refroidissement à air classique à " 1.7" en refroidissement par porte froide.

Dans un souci d'augmentation de la densité et de l'efficacité énergétique des data centres, une nouvelle technique de refroidissement est utilisée pour leur contrôle thermique. Il s'agit du refroidissement liquide, où l'on apporte un fluide fortement caloporteur au plus proche des sources de puissance (les composants électroniques). Le liquide caloporteur, de l'eau traitée par exemple, pénètre dans l'armoire puis dans le serveur et finalement circule au-dessus des composants électroniques par l'intermédiaire d'une plaque froide qui va capter la chaleur dissipée.

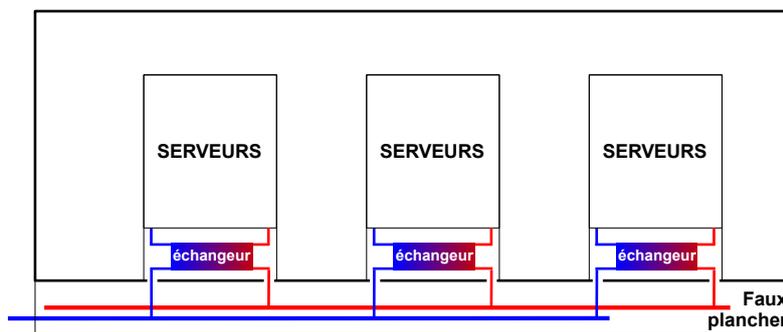
Cette technique est plus efficace et moins énergivore et les densités de puissance atteintes sont de l'ordre de 60 à 80 $kW/armoire$ et des PUE de " 1.2" à comparer aux "20-40" $kW/armoire$ de densité et "1.7-2" de PUE qu'offrent les techniques de refroidissement à air.



a) Refroidissement à air classique



b) Refroidissement hybride air/eau

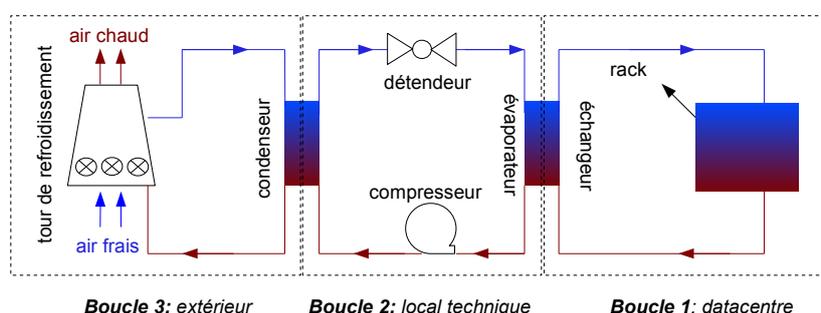


c) Refroidissement liquide

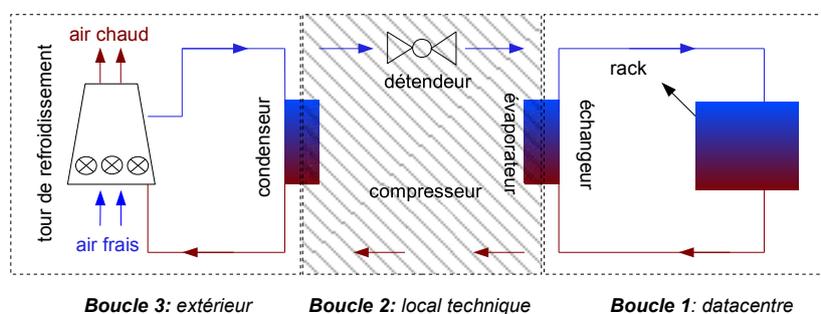
Figure I.40 – Évolution des techniques de refroidissement des serveurs informatiques

5.3 Contrôle thermique du data centre

Une fois l'énergie (dissipée par les armoires) récupérée, on passe à une autre échelle. Il s'agit de refroidir tout le data centre où des puissances de l'ordre de la dizaine de mégawatt doivent être évacuées. On distingue trois boucles de refroidissement : la première contient les deux niveaux de contrôle cités précédemment, la deuxième contient le local technique composé principalement des systèmes de pompage et de production de froid, la dernière boucle comprend les tours de refroidissement.



a) circuit classique de refroidissement d'un datacentre

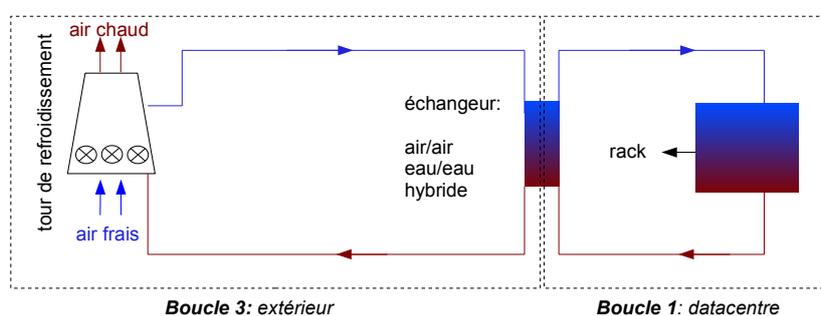


b) impact du freecooling sur le circuit de refroidissement d'un datacentre

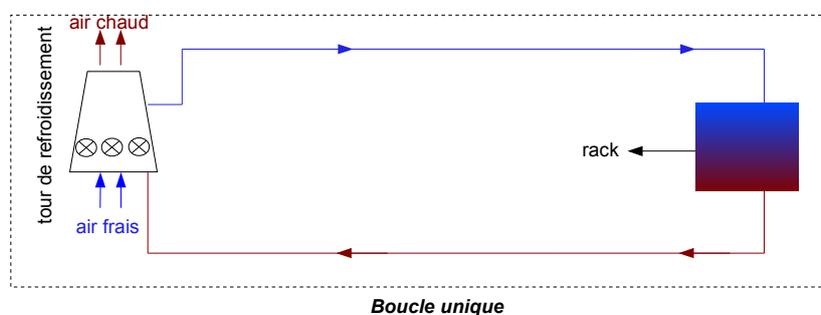
Figure I.41 – Refroidissement classique et freecooling

Le PUE d'un data centre peut atteindre "2", autrement dit pour 1 W de puissance de calcul il faut 1 W de puissance de refroidissement. Ce rendement est très mauvais. Les techniques de refroidissement liquide permettent de répondre à cette problématique en limitant l'utilisation des infrastructures de production de froid, et permettent dans des cas idéaux, du moins une partie de l'année, de faire du free cooling (Fig. I.41 et Fig. I.42). Le free cooling est l'utilisation directe de l'air ambiant (ou de l'eau dans le

cas du refroidissement liquide) extérieur, quand sa température le permet, en tant que fluide caloporteur. On distingue les systèmes à free cooling direct et indirect. Quand l'air ambiant (ou l'eau) respecte le cahier des charges vis-à-vis du taux d'humidité (dureté) et de la propreté (qualité) il est directement introduit dans le data centre, on parle de free cooling direct. Alors que s'il ne remplit pas les conditions, qu'il doit être filtré ou déshumidifié (adouci), on parle de free cooling indirect et, dans ce cas, des interfaces thermiques (des échangeurs par exemple) sont nécessaires (Fig. I.42).



a) freecooling indirect



b) freecooling direct

Figure I.42 – Freecooling direct et indirect

Toutefois, quelle que soit la stratégie de refroidissement adoptée (à air ou liquide) en free cooling direct ou indirect, toute la chaleur dissipée par le data centre passe dans l'atmosphère. Ce qui en fait une énergie perdue. Le prochain grand défi des data centres, et sans doute de l'intégralité des systèmes de refroidissement industriels, est la récupération et la valorisation de l'énergie rejetée sous forme thermique en bout de chaîne.

6 Synthèse du Chapitre I

Quel que soit le système de refroidissement industriel, il comprend trois éléments : une source froide, une source chaude et un vecteur énergétique. Toute technique ou dispositif d'intensification du refroidissement consiste à modifier ou améliorer la performance du vecteur énergétique. Nous avons donc identifié tout d'abord les mécanismes de transfert de chaleur mis en jeu par ces systèmes, le transfert de chaleur convectif est dominant. Ce mécanisme offre le plus gros potentiel d'amélioration. Le gain obtenu grâce à ces améliorations ou optimisations pourra être exploité de deux manières : augmenter la densité des systèmes thermique industriels, qui est une réponse à la demande actuelle ou bien augmenter la température de la source froide rendant le système de refroidissement plus efficient et potentiellement associable à une technique de cogénération voire de polygénération.

Dans ce chapitre, nous avons tenté d'identifier toutes les techniques permettant d'améliorer le vecteur énergétique entre la source froide et la source chaude. Ces techniques ont été classées suivant le paramètre, lié au transfert convectif, sur lequel elles interviennent. Ces paramètres sont : la surface d'échange, le coefficient d'échange convectif et le fluide caloporteur. Plusieurs de ces techniques d'intensification des échanges ont fait l'objet d'études dans ce travail. Il s'agit, en l'occurrence, de l'ajout d'inserts ou l'utilisation de nanofluides pour optimiser le transfert de chaleur dans une plaque froide destinée au refroidissement des serveurs informatiques (Chapitre II), de l'utilisation des caloducs en tant que vecteurs de chaleur dans un système de refroidissement d'une carte électronique par contact sec (Chapitre III) ainsi que de la mise en œuvre d'un démonstrateur pour le refroidissement diphasique de composants électroniques par immersion dans un liquide diélectrique à basse température de saturation (Chapitre IV).

La bibliographie analysée s'est avérée indispensable pour comprendre et appliquer ces techniques d'amélioration au refroidissement des serveurs informatiques d'une part, et d'apporter notre pierre à l'édifice, d'autre part. Notamment en proposant un modèle 1D d'aide au dimensionnement de caloducs cylindriques à réseau capillaire au Chapitre III.

Enfin, nous faisons l'état de l'art du refroidissement des serveurs informatiques à différentes échelles : au niveau du serveur, de l'armoire et du data centre.

Notons également que l'intégralité des études effectuées et des démarches suivies au cours de ce travail peuvent être adaptées et utilisées pour l'optimisation de la quasi intégralité des systèmes de refroidissement/chauffage industriels.

La figure I.43 récapitule les différentes études menées dans ce travail et comment elles se structurent et se positionnent par rapport à la problématique des systèmes de refroidissement industriels.

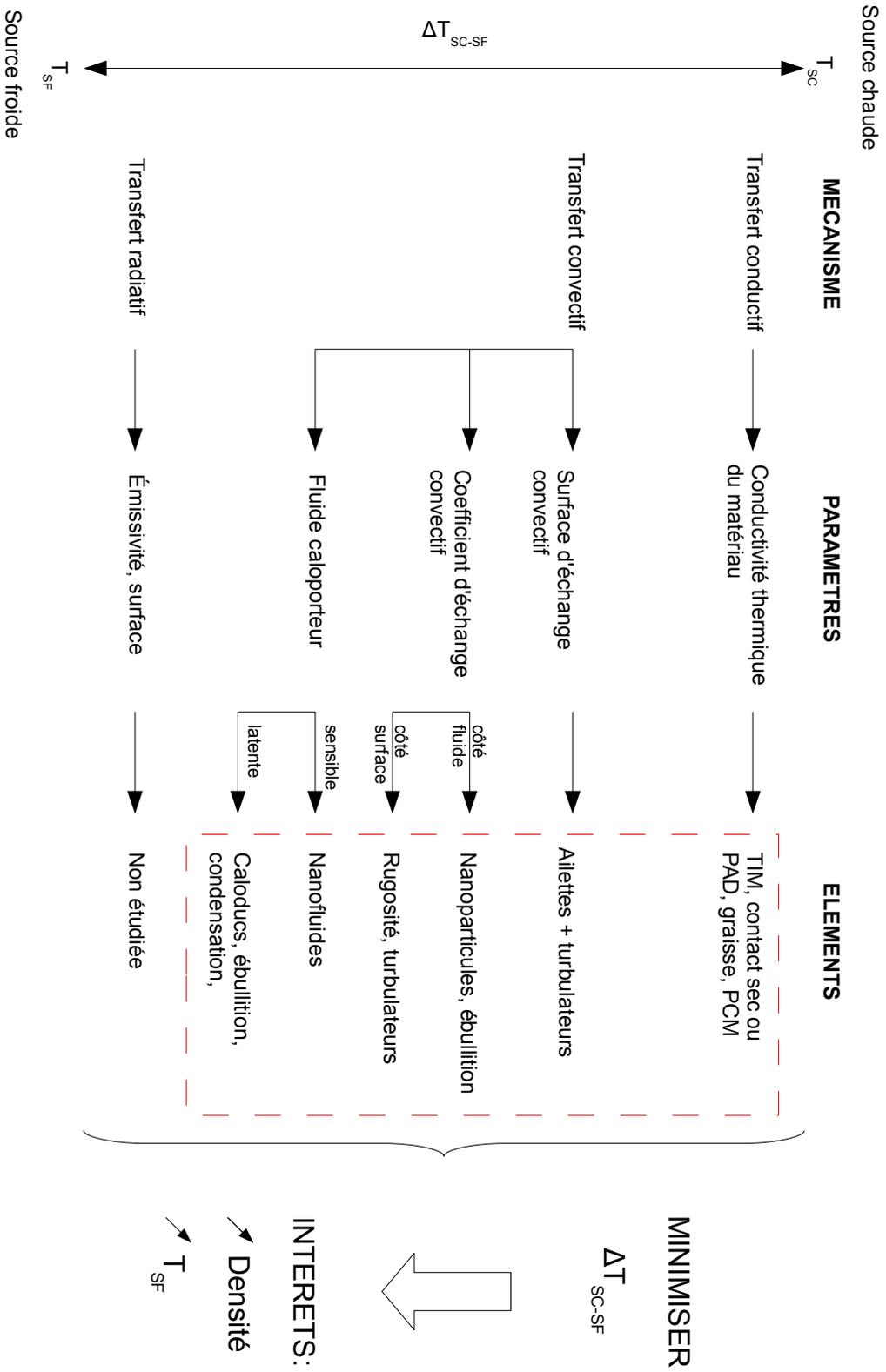


Figure I.43 – Structuration des études menées

Intensification des échanges thermiques dans un dissipateur de chaleur « Plaque froide »

1 Introduction et but de l'étude

Cette étude a été initiée suite au développement d'une technique de refroidissement liquide active monophasique et indirecte (partie §.5.1.1.2 du Chapitre I) des cartes électroniques de l'entreprise Bull. Une plaque froide est mise en contact, par le biais d'interfaces thermiques, avec les composants électroniques de la carte mère du serveur. Le liquide caloporteur circulant à l'intérieur des plaques froides absorbe la chaleur dissipée par les composants de la carte mère. Il s'agit d'un problème de transfert de chaleur conductif et convectif dans un canal, largement abordé dans la littérature. Le but de cette étude est d'améliorer les échanges thermiques dans la plaque froide en minimisant la résistance convective afin de réduire au maximum le saut de température entre la paroi du canal et le liquide circulant en son centre. Nous avons vu dans la partie §.3 du Chapitre I l'impact de la baisse de la différence de température source chaude-source froide sur une installation industrielle. Dans le contexte de notre étude (serveur informatique), minimiser la différence de température permettra d'augmenter la densité thermique des serveurs informatiques, donc la puissance de calcul, ou bien d'utiliser ce gain pour avoir de l'eau plus chaude à l'entrée du data centre. Une eau plus chaude est plus facile à refroidir et permet de faire du "free-cooling" (voir partie §.5.3 du Chapitre I), réduisant le coût du refroidissement des data centres tout en améliorant leurs rendement énergétique. Ce raisonnement est valable pour tout système de refroidissement industriel.

Pour minimiser cette différence de température, nous avons analysé les moyens le permettant. Nous avons envisagé des méthodes classiques telles l'ajout d'ailettes ou de

turbulateurs et des méthodes plus récentes telles l'utilisation des nanofluides.

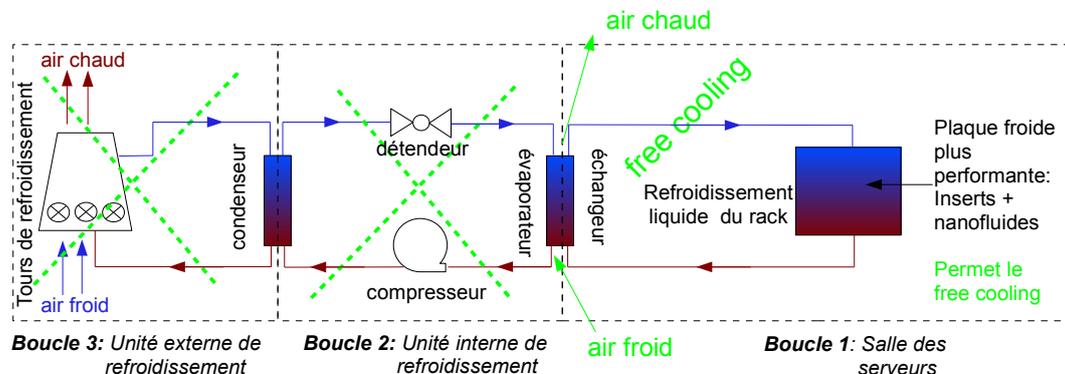


Figure II.1 – Impact d'une optimisation locale sur tout le data centre

Une étude expérimentale comparative, selon des critères de performance thermique, hydraulique et d'efficacité, est réalisée sur une sélection de géométries d'ailettes/turbulateurs et de nanofluides. La sélection des géométries d'inserts s'est faite après une analyse de la littérature et en utilisant un outil numérique. De plus, nous avons pris en compte des paramètres d'ordre économique et technologique pour la sélection finale des géométries.

2 Sélection des géométries d'inserts

Sur la base d'une analyse bibliographique, nous avons identifié des géométries d'ailettes et de turbulateurs assez prometteuses. Certaines ont été simulées numériquement afin de pré-sélectionner les plus intéressantes. Cependant, pour cette première étape, les simulations numériques sont faites sur un maillage assez grossier. De ce fait, les résultats obtenus donnent uniquement un ordre de grandeur. Les géométries retenues, après cette première étape, sont triées suivant leur faisabilité industrielle, la fiabilité et leur coût de fabrication. On a abouti finalement à trois géométries d'ailettes dont deux ont été simulées numériquement avec précision en plus de la géométrie de référence (canal vide).

2.1 Détails de l'outil numérique utilisé

L'outil d'aide à la décision utilisé est un code de calcul CFD, basé sur une méthode de discrétisation par volumes finis.

2.1.1 Équations de conservation

Les géométries étudiées consistent en un canal fluide fermé entouré d'un solide dont les parois sont chauffées. Il s'agit donc d'un problème de fluide et de thermique à la fois. Un transfert conductif se fait dans la partie solide alors que dans la partie liquide, il y a un écoulement de fluide potentiellement turbulent associé à un échange thermique avec la paroi solide. Ce qui nous amène à résoudre un système d'équations non linéaires assez complexe, d'autant plus que les effets 3D sont à prendre en compte.

Nous adoptons les notations suivantes :

- masse volumique “ ρ ”, viscosité dynamique “ μ ”, chaleur massique “ C_p ” et temps “ t ”
- les indices “ i ” et “ j ” varient de 1 à 3 dans le vecteur espace $X(x, y, z)$ et le vecteur vitesse $U(u, v, w)$
- le coefficient de Kronecker “ δ_{ij} ” vaut 1 si $i = j$ et 0 si $i \neq j$
- “ u_i ” est la composante “ i ” du vecteur vitesse “ U ”
- “ x_i ” est la composante “ i ” du vecteur espace “ X ”

2.1.1.1 Conservation du débit

En notation indicielle, l'équation de conservation du débit prend la forme suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{II.1})$$

en développant pour un problème 3D, en régime transitoire, et en tenant compte des effets de compressibilité,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right] + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} = 0 \quad (\text{II.2})$$

2.1.1.2 Conservation de la quantité de mouvement

En notation indicielle, l'équation de conservation de la quantité de mouvement prend la forme suivante :

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i \quad (\text{II.3})$$

avec “ σ_{ij} ” le tenseur des contraintes défini par :

$$\sigma_{ij} = -P \delta_{ij} + \mu \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \delta_{ij} \quad (\text{II.4})$$

en développant suivant la direction “ x ” pour un problème 3D, en régime transitoire, et en tenant compte des effets de compressibilité,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho u u}{\partial x} + \frac{\partial \rho u v}{\partial y} + \frac{\partial \rho u w}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial x} + 2 \frac{\partial}{\partial x} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) - \\ \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \rho g_x \end{aligned} \quad (\text{II.5})$$

2.1.1.3 Conservation de l'énergie

L'équation de conservation de l'énergie pour un certain volume de contrôle s'écrit,

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho E u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial q_j}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j \sigma_{ij}}{\partial x_i} + \rho u_j g_j \quad (\text{II.6})$$

où :

- l'énergie totale $E = h - \frac{P}{\rho} + \frac{v^2}{2}$
- l'enthalpie $h = C_p T$
- le flux de chaleur conductif $q_i = -k \frac{\partial T}{\partial x_i}$

Pour des écoulements incompressibles, l'énergie totale “ E ” dépend exclusivement de l'enthalpie du fait qu'on néglige l'énergie cinétique et le travail des forces de pression. De plus, si l'écoulement est stationnaire et non soumis à des forces volumiques, l'équation de l'énergie prendra la forme suivante :

$$\rho C_p \frac{\partial T u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial^2 k T}{\partial x_j^2} + \frac{\partial u_j \sigma_{ij}}{\partial x_i} \quad (\text{II.7})$$

Dans un solide, en supposant une conductivité thermique “ k ” isotrope et constante, l'équation de l'énergie devient :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{II.8})$$

2.1.1.4 Traitement de la turbulence

La plupart des problèmes physiques d'écoulement rencontrés en industrie sont de nature turbulente. Suivant la vitesse, donc du nombre de Reynolds, l'écoulement dans un canal sera potentiellement turbulent. La turbulence doit être prise en compte lors de la modélisation de notre problème.

La modélisation de la turbulence dans le code de calcul utilisé se base sur la méthode “RANS”. Les équations de conservation sont moyennées en décomposant au préalable les différentes variables (vitesse, pression et température) en partie moyenne et en partie fluctuante

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (\text{II.9})$$

On obtient exactement le même système d'équations II.1, II.3 et II.6 avec deux termes supplémentaires, qui sont le tenseur des contraintes de Reynolds “ $\overline{u'_i u'_j}$ ” et le flux thermique turbulent “ $\overline{u'_j T'}$ ”. Le premier terme est analogue, d'un point de vue dimensionnel, au tenseur des contraintes “ σ_{ij} ”. On introduit, de ce fait, une viscosité “ μ_t ” dite “turbulente”, qui doit être modélisée. Il est donc nécessaire de poser au moins une équation supplémentaire afin de fermer le système. Pour cela, nous utilisons le modèle “ $k - \varepsilon$ ” étendu, assez approprié pour notre cas d'étude. Ce modèle introduit deux équations supplémentaires, l'une pour l'énergie cinétique turbulente “ k ” et l'autre pour son taux de dissipation “ ε ”. La viscosité turbulente “ μ_t ” s'exprimera grâce à ces deux termes par l'équation suivante :

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{II.10})$$

avec C_μ variable, contrairement au modèle “ $k - \varepsilon$ ” classique.

Le modèle “ $k - \varepsilon$ ” étendu est une version améliorée du modèle “ $k - \varepsilon$ ” standard, il est moins empirique surtout pour le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente.

Dans le code CFD utilisé, le flux thermique turbulent “ $\overline{u'_j T'}$ ” est modélisé par une analogie de Reynolds appliquée au transfert turbulent de la quantité de mouvement. Une conductivité thermique effective intervient, mettant en jeu, entre autres, la viscosité turbulente et le nombre de Prandtl turbulent.

2.1.1.5 Traitement de la turbulence près de la paroi

Les régimes d'écoulement turbulents sont grandement impactés par la présence d'une paroi. Le champ moyen l'est de par la condition de non glissement à la paroi et le champ fluctuant (turbulence) l'est également. Il est donc nécessaire d'inclure l'effet de la présence de la paroi dans nos simulations pour obtenir des résultats satisfaisants. Cela est d'autant plus justifié que les plus forts gradients de vitesse et de température sont présents au niveau de la paroi chaude dans notre cas d'étude.

Il existe deux approches pour considérer l'influence de la paroi sur l'écoulement qui lui est très proche, les fonctions de paroi et les modèles proche paroi. Les fonctions de

paroi sont des modèles semi-empiriques modélisant la sous-couche visqueuse, faisant ainsi le lien entre la paroi solide et la région pleinement turbulente. Dans ce cas, le modèle de turbulence $k-\varepsilon$, n'est pas modifié. Pour les modèles dits "de proche paroi", la sous-couche visqueuse est bien prise en compte dans le modèle de turbulence. Afin que nos résultats soient plus précis, nous avons utilisé le modèle de proche paroi amélioré proposé par le code de calcul.

Afin de mieux prendre en compte les effets thermiques dans la couche limite, nous avons également activé cette option dans le code de calcul. Il s'est avéré que nos résultats de calcul dépendaient assez fortement de ces effets.

La longueur adimensionnelle " y^+ " est une autre caractéristique de la couche limite turbulente. Elle est définie par :

$$y^+ = \frac{U_\tau y}{\nu} \quad (\text{II.11})$$

où " U_τ " est la vitesse de friction à la paroi, " ν " la viscosité cinématique locale et " y " la distance par rapport à la paroi. " y^+ " est souvent utilisé dans la définition des lois de paroi.

Dans notre cas où l'on a utilisé un modèle proche paroi, le code de calcul recommande une valeur de " y^+ " inférieure à cinq voire trois. Nous avons donc raffiné notre maillage par rapport à ce critère pour nos calculs.

2.1.2 Sensibilité des résultats au maillage

Une étude de sensibilité au maillage a été réalisée sur les trois configurations retenues (mises en plan dans la partie §.1 de l'Annexe B) :

- le canal fermé vide, " PF_V "
- le canal fermé avec deux ailettes longitudinales, " PF_{2A} "
- le canal fermé avec deux ailettes longitudinales entrecoupées, " PF_{AD} "

Les géométries simulées lors de la phase de pré-sélection n'ont pas été soumises à l'étude de sensibilité au maillage.

Une fois dessinée, chaque géométrie est maillée suivant un maillage suffisamment fin, structuré et uniforme. Dans un souci d'indépendance des résultats au maillage, ce dernier est raffiné progressivement selon un critère sur la longueur adimensionnée " y^+ ". Le code de calcul utilisé recommande une valeur de y^+ comprise entre 1 et 5. La stratégie de convergence en maillage utilisée consiste à faire un premier calcul avec le maillage initial, relativement grossier pour la partie fluide/paroi, de le faire converger et de relever la valeur de y^+ . Si $1 < y^+ < 5$, les calculs sont arrêtés, sinon le maillage est raffiné une

première fois. Et ainsi de suite, jusqu'à satisfaire la condition de convergence en maillage. Un aperçu du résultat obtenu est présenté au niveau des figures [II.2](#) et [II.3](#). Il est clair que suivant la géométrie, le régime d'écoulement et le flux de chaleur, la convergence en maillage prendra plus ou moins de temps.

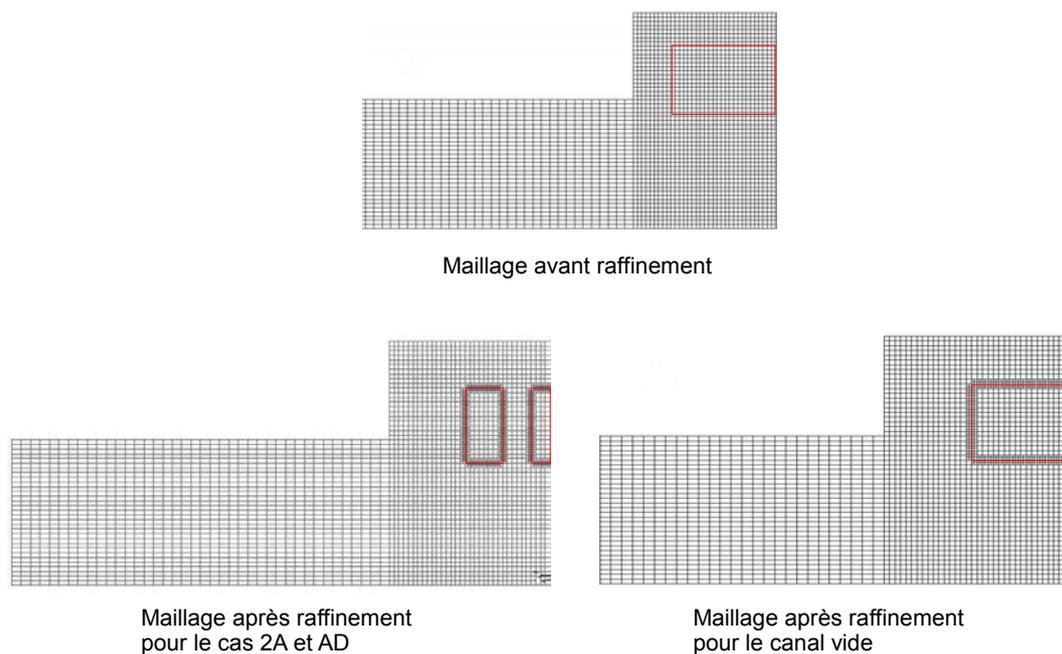


Figure II.2 – Raffinement du maillage selon la valeur de “ y^+ ” suivant le plan X

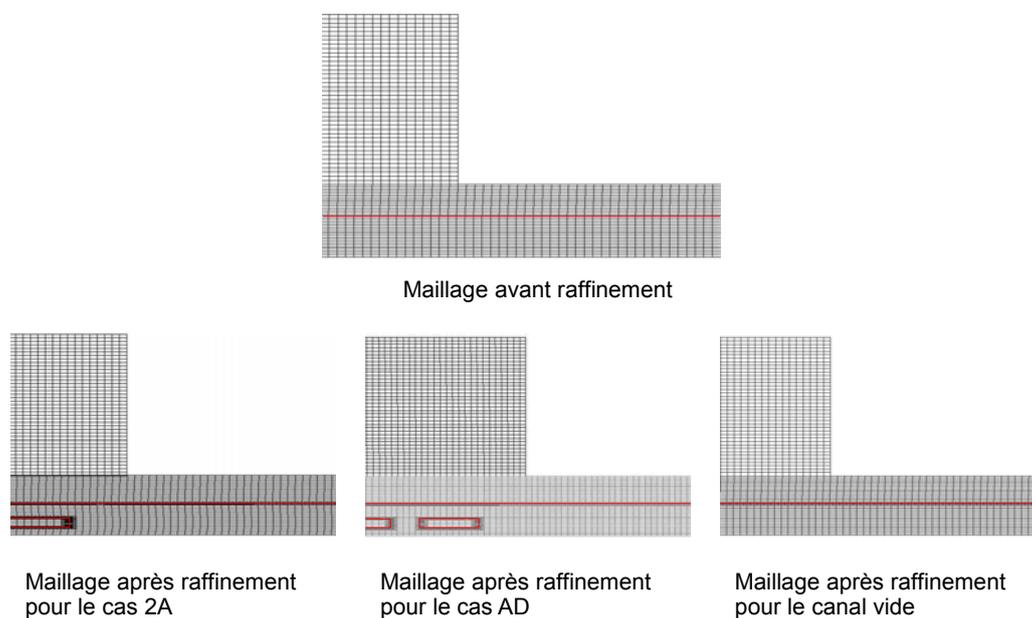


Figure II.3 – Raffinement du maillage selon la valeur de “ y^+ ” suivant le plan Z

2.1.3 Données d’entrée et conditions aux limites

Les données d’entrée de nos simulations sont issues des caractéristiques thermiques des processeurs utilisés sur les serveurs Bull concernant le flux thermique appliqué. La

plage de débit étudiée est en accord avec le débit d'eau circulant dans les plaques froides Bull. Il en est de même pour les températures du liquide imposées en entrée de plaque froide.

Pour chaque cas d'étude, on impose une température du liquide et une condition de débit massique en entrée de la plaque froide. De plus, on impose des conditions aux limites sur les grandeurs turbulentes qui sont l'intensité turbulente et la longueur caractéristique turbulente. Afin de donner une valeur initiale aux grandeurs considérées, nous utiliserons les formulations suivantes (d'après le User's Guid du code de calcul),

Intensité turbulente

$$I = 0.16 Re_{D_h}^{-1/8} \quad (\text{II.12})$$

Longueur caractéristique turbulente

$$L = 0.07 D_h \quad (\text{II.13})$$

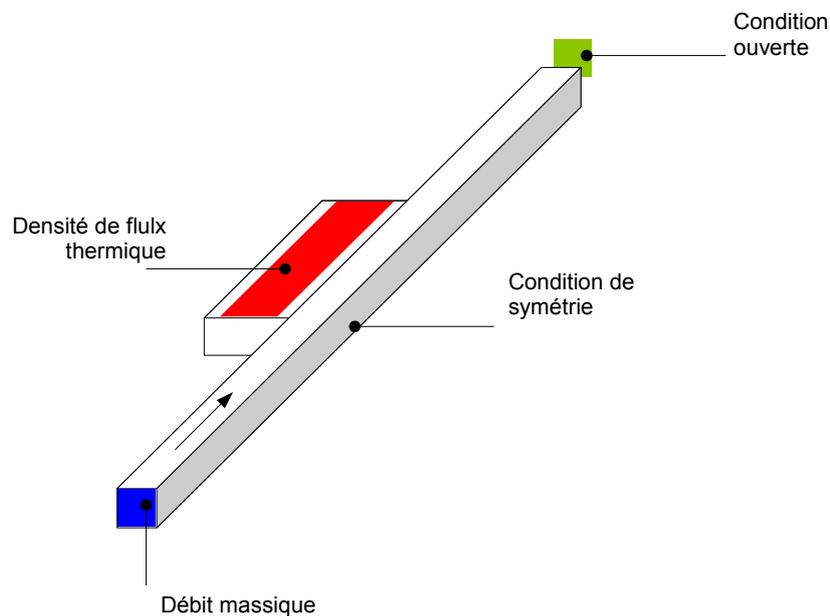


Figure II.4 – Conditions aux limites du problème

Nous imposons donc un flux thermique à la surface indiquée au niveau de la figure II.4. Une condition aux limites de type Newton est imposée en sortie de plaque froide. Enfin, le problème étant symétrique, seule la moitié de la géométrie est simulée. De ce fait, on impose une condition de type flux nul au plan de symétrie.

2.2 Extension de la surface d'échange

L'extension de la surface d'échange est une technique classique utilisée largement en industrie pour minimiser la résistance convective (Chapitre I, partie §.4.1). Nous avons sélectionné plusieurs géométries récapitulées dans le tableau II.1. Le canal ayant une forme prismatique (rectangle de 9 x 4 mm), la forme des ailettes étudiées d'une longueur de 60 mm environs est un parallélépipède occupant toute la hauteur du canal. La largeur dépend du nombre de ces ailettes dans le canal. Nous avons étudié le cas de deux, trois, quatre et cinq ailettes.

2.3 Intensification du coefficient d'échange convectif

Le coefficient d'échange convectif est l'un des paramètres sur lequel nous pouvons agir pour minimiser la résistance convective (Chapitre I, partie §.4.2.2). L'une des techniques permettant son intensification est l'augmentation de la turbulence en insérant des extrusions ou des évidements au niveau de la paroi chaude. Nous nous sommes appuyés, entre autres, sur les travaux de Korichi et al. [24] ainsi que Young et al. [20] concernant l'ajout d'obstacles et les travaux de Bilen et al. [23] ainsi que Adachi et al. [68] concernant l'ajout d'évidements. Les cas étudiés sont résumés dans le tableau II.1.

Certains géométries étudiées peuvent jouer un double rôle en augmentant la surface d'échange et en intensifiant le coefficient d'échange convectif, notamment, celles sous forme de batterie d'ailettes, de type picot cylindrique ou en forme de losange (voir Tab. II.1).

II.2 Sélection des géométries d'inserts

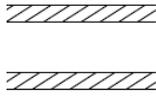
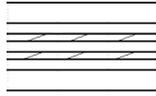
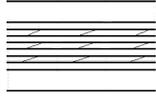
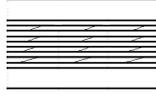
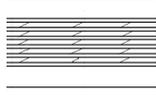
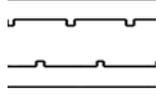
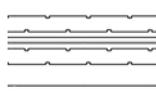
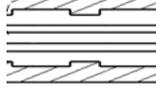
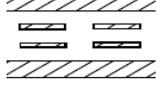
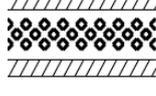
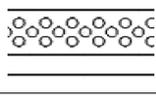
Classification	Désignation	Géométrie	Description
-	PF_V		Cas de référence, canal vide
Extension de la surface	PF_{2A}		Deux ailettes rectangulaires
	PF_{3A}		Trois ailettes rectangulaires
	PF_{4A}		Quatre ailettes rectangulaires
	PF_{5A}		Cinq ailettes rectangulaires
Intensifier la turbulence	PF_{OP}		Obstacles rectangulaires sur la paroi
	PF_{OPA}		OR ¹ sur la paroi et ailettes
	PF_{RRP}		Rainures rectangulaires sur la paroi
	PF_{RTP}		Rainures trapézoïdales sur la paroi
Méthodes hybrides	PF_{AD}		Ailettes découpées
	PF_{AL}		Batterie d'ailettes en forme de losange
	PF_{AC}		Batterie d'ailettes de forme circulaire

Tableau II.1 – Récapitulatif des configurations considérées dans la pré-étude (en rouge les configurations retenues)

2.4 Aperçu des résultats obtenus

Pour chaque configuration, nous avons étudié les caractéristiques hydraulique et thermique suivant différents débits de circulation. Nous présentons, ci-après, quelques résultats obtenus concernant les champs de température et de vitesse.

Au niveau de la figure II.5 sont représentés les isothermes du champ de température de trois géométries étudiées suivant le plan “X”. Il est clair que l’ajout d’ailettes apporte un gain en général. On le constate en comparant les configurations “ PF_{2A} ” et “ PF_{AD} ” avec la configuration de référence du canal vide “ PF_V ”. Cependant, la différence de gain entre les deux configurations ailettées n’est pas significative.

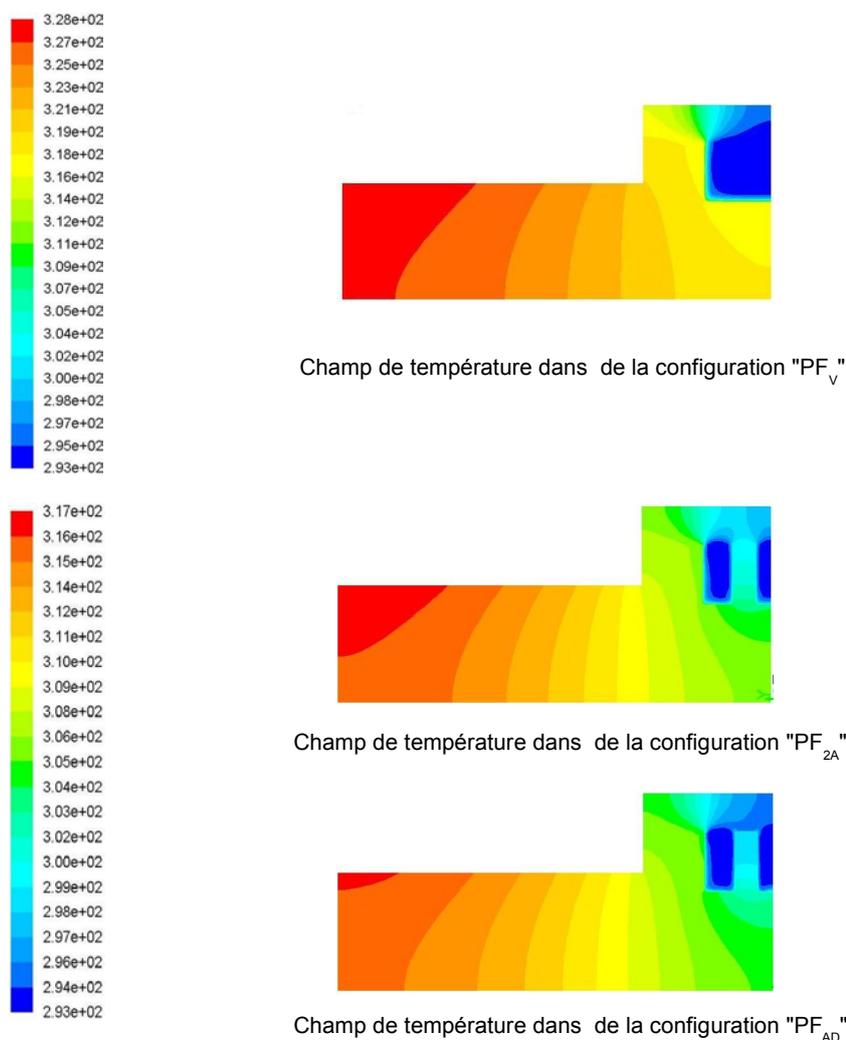


Figure II.5 – Champ de température [K] des quelques géométries étudiées suivant le plan “X”

Les observations faites concernant les isothermes du champ de température sur les différentes géométries sont confirmées en relevant la température moyenne de la surface où l'on a imposé le flux de chaleur.

La figure II.6 est un aperçu des vecteurs de vitesse à des points pertinents des configurations à deux ailettes " PF_{2A} " et celle à ailettes découpées " PF_{AD} ". L'écoulement dans les deux configurations à ailettes est dévié par la présence de ces obstacles, créant un brassage favorisant le transfert de chaleur. Ce brassage est plus important dans le cas de la configuration " PF_{AD} " que dans le cas " PF_{2A} " de par l'alternance des ailettes et leur nombre, bien que l'étendue de la batterie d'ailettes soit identique dans les deux cas.

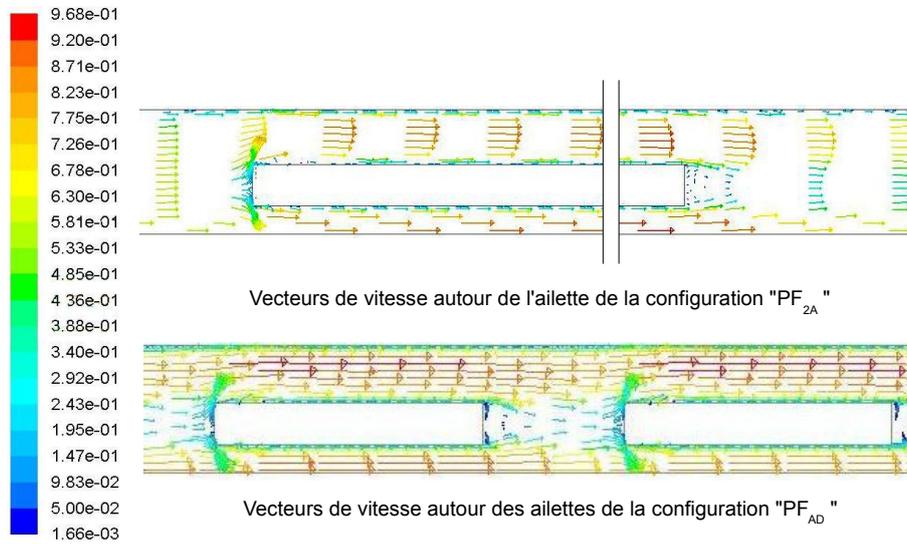


Figure II.6 – Vecteurs de vitesse [m/s] dans le canal fluide des deux géométries étudiées

En contrepartie de ce brassage supplémentaire, pour un débit de 2 l/min , les pertes de pression augmentent dramatiquement, + 275% pour le cas " PF_{AD} " et + 116% pour le cas " PF_{2A} ".

Nous avons donc retenu trois géométries pour les tests expérimentaux comparatifs. La configuration de référence " PF_V ", la configurations à deux ailettes rectangulaires " PF_{2A} ", la configuration à ailettes rectangulaires découpées " PF_{AD} " et celle avec la batterie d'ailette en forme de losange " PF_{AL} ". Initialement, nous avons sélectionné la configuration à batterie d'ailettes circulaires. Cependant, la difficulté d'usinage et le coût économique ont fait que nous avons retenu la configuration à ailettes en forme de losange.

3 Sélection des nanofluides

La technologie d'intensification des transferts de chaleur est assez prometteuse (Chapitre I, partie §.4.3.1 et Annexe A). Nous avons classé cette technologie soit dans la catégorie "Choix du fluide caloporteur" (§.4.3.1, Chapitre I), du fait de son impact sur les propriétés thermiques sensibles du fluide caloporteur, soit dans la catégorie "Intensification du coefficient d'échange thermique" (§.4.2.1, Chapitre I), du fait du brassage créé par les nanoparticules.

Nous avons utilisé deux nanofluides pour notre étude. Le premier est formé à partir d'un liquide caloporteur industriel Temper[®] et de nanoparticules d'oxyde de Zinc (ZnO) avec une concentration massique de 0.16%. Le second est à base d'eau et de nanoparticules d'oxyde de cuivre (CuO) dont la concentration en nanoparticules est de 1% massique et la taille moyenne des particules est de 30 nm.

Le nanofluide à base de Temper[®] et de ZnO a été conçu par le laboratoire *LITEN* du *CEA* de Grenoble. Le liquide caloporteur de base est celui qui a été utilisé par l'entreprise Bull lors du développement de sa gamme de serveurs refroidis à eau. Cependant, le liquide caloporteur du circuit de refroidissement a été changé ultérieurement. Ce nanofluide ne fait pas partie de l'étude comparative ailette/nanofluide car tous les autres cas sont testés avec de l'eau comme liquide caloporteur.

L'entreprise américaine *Nanoamor* produit le nanofluide à base d'eau et de CuO qui a servi d'élément de comparaison aux méthodes classiques d'intensification (ailettes et turbulateurs).

4 Description du banc d'essai

Dans cette partie nous détaillons l'étude expérimentale comparative entre deux approches d'intensification du transfert de chaleur dans une plaque froide. Cette dernière est utilisée dans le serveur informatique refroidi à eau de l'entreprise Bull. La première approche, classique, consiste en l'ajout d'ailettes ou de turbulateurs. La seconde, assez récente, consiste à remplacer le fluide caloporteur par des nanofluides. Dans le but de comparer ces deux approches nous avons défini trois critères de comparaison : la performance thermique à travers la résistance thermique et le coefficient de transfert global de la plaque froide, la performance hydraulique à travers la puissance de pompage et un facteur d'efficacité reliant le gain thermique à l'augmentation de la perte de charge.

La plaque froide étudiée n'est qu'une partie (Fig. II.7) de celle montée sur les serveurs Bull; il s'agit de la partie présentant les flux thermiques les plus importants. Elle correspond à la zone de contact des processeurs avec la plaque froide. Afin de reproduire la puissance thermique dissipée par un CPU, nous utilisons des films chauffants dissipant 65 Watts chacun. Le liquide circule dans la plaque froide avec un débit volumique maîtrisé grâce à des "vannes deux voies" de précision et contrôlé par un capteur de débit à turbine. Pour chaque débit nous mesurons la différence de pression aux bornes de la plaque froide et la température des surfaces chauffées à différents endroits.

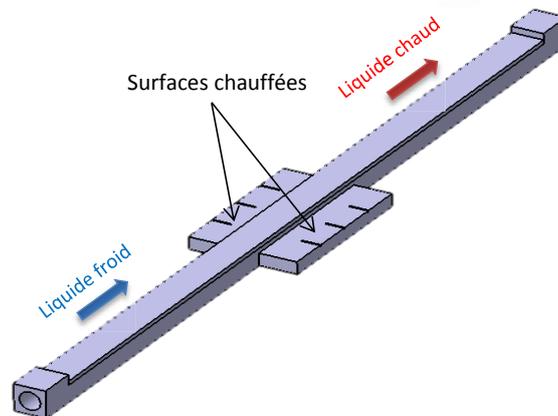


Figure II.7 – Plaque froide étudiée

Les débits varient de 1 à 2 l/min , conformément à ceux des plaques froides des serveurs Bull. De même que la température du liquide varie de $20^{\circ}C$ à $40^{\circ}C$ en entrée de plaque froide, conformément aux températures du liquide des serveurs Bull. L'opération est répétée pour toutes les configurations étudiées :

- canal fermé vide avec de l'eau comme fluide caloporteur, " PF_V "
- canal fermé avec deux ailettes longitudinales, " PF_{2A} "
- canal fermé avec des ailettes longitudinales entrecoupées, " PF_{AD} "
- canal fermé avec des ailettes en forme de losange, " PF_{AL} "
- canal fermé vide avec un nanofluide à base d'eau et de nanoparticules d'oxyde de cuivre, " PF_{V-CuO} ". La concentration en nanoparticules est de 1% massique et la taille moyenne des particules est de 30 nm
- canal fermé vide avec un nanofluide à base d'un liquide caloporteur industriel Temper[®] et de nanoparticules d'oxyde de Zinc, " $PF_{V-Temp+ZnO}$ ". La concentration massique en nanoparticules est 0.16%.

Chapitre II. Intensification des échanges thermiques dans un dissipateur de chaleur « Plaque froide »



Figure II.8 – Les différentes configurations testées

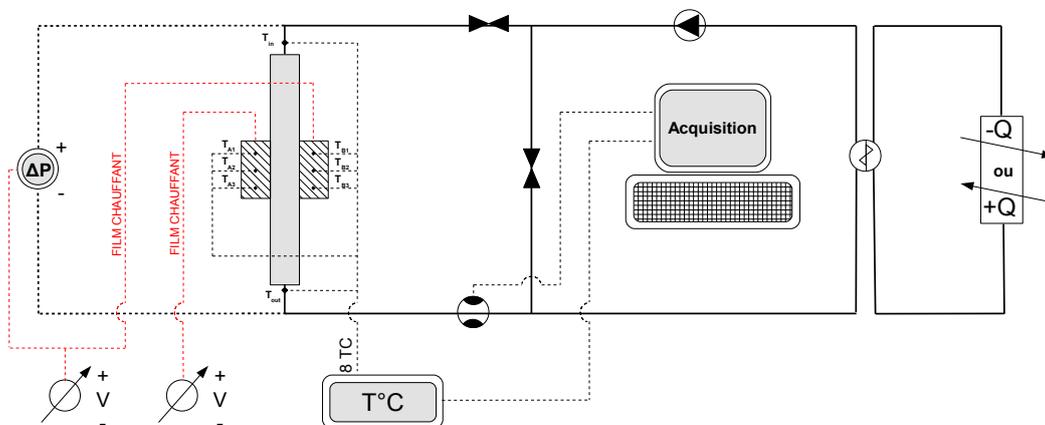


Figure II.9 – Schéma descriptif du banc d'essai

Seuls les cinq premiers cas ont fait l'objet d'une étude comparative entre eux. Dans le dernier cas d'étude, nous avons comparé la performance du liquide caloporteur à différentes températures de service. L'idée de tester les liquides caloporteurs, surtout les nanofluides, à différentes températures, résulte de notre analyse bibliographique (partie §.4.3.1, Chapitre I). En effet, il semblerait que la performance des nanofluides varie en fonction de la température d'utilisation de ce dernier.

La plaque froide est insérée dans une boucle contenant une pompe volumétrique, un échangeur de chaleur, une machine frigorifique, des vannes "deux voies" de précision, un système d'acquisition de données et des instruments de mesure. Un datalogger permet l'acquisition des températures. Les pertes de pression aux bornes de chaque configuration sont mesurées grâce à un capteur de pression différentiel. Le débit volumique dans la plaque froide est contrôlé grâce à un capteur de débit fréquentiel à turbine (Figure II.9).

5 Définition des paramètres de performance

5.1 Résistance thermique et coefficient d'échange global

Afin d'évaluer la performance thermique des différentes configurations, nous tenons compte de deux paramètres : la résistance thermique de la plaque froide et le coefficient de transfert thermique global. La résistance thermique au flux de chaleur donne une idée générale de la performance thermique de la plaque froide alors que le coefficient d'échange global donne une idée sur le changement du coefficient d'échange convectif.

$$R_{th} = \frac{T_s - T_l}{P} \quad (\text{II.14})$$

$$U = \frac{P}{(T_s - T_l) S_e} \quad (\text{II.15})$$

5.2 Puissance de pompage

Pour comparer la performance hydraulique des géométries étudiées, nous mesurons le saut de pression aux bornes de chaque configuration. Ensuite, nous construisons un paramètre plus adapté à notre étude, en l'occurrence la puissance de pompage. Celle-ci exprime la puissance que doit fournir une pompe pour vaincre la résistance hydraulique

du circuit (la plaque froide).

$$W_p = q_v (p_{in} - p_{out}) = q_v \Delta p \quad (\text{II.16})$$

5.3 Facteur d'efficacité

Le gain thermique seul n'a pas de sens ; il doit être associé au bilan de perte de charge. En se basant sur les travaux d'Adachi et al. [68] ainsi que ceux de Chang et al. [69] , on définit un facteur d'efficacité liant le gain thermique à l'aggravation de la perte de charge. En traçant la courbe de variation de ce facteur en fonction du débit volumique, on détermine la configuration offrant le meilleur compromis entre gain thermique et perte de charge.

$$K_{eff} = \frac{R_{th}^r}{R_{th}^i} \left(\frac{W_p^r}{W_p^i} \right)^{1/3} \quad (\text{II.17})$$

6 Estimation des erreurs de mesure

Afin de minimiser la partie aléatoire des erreurs de mesure, nous avons répété les essais deux voire même trois fois et établi la moyenne des résultats. Puis, nous avons estimé les erreurs liées à la précision des appareils de mesure et leur impact sur les paramètres de comparaison sus-cités. En somme, il s'agit d'évaluer la propagation des incertitudes sur les différentes grandeurs de comparaison. Les précisions des appareils de mesure fournies par les constructeurs sont résumées dans le tableau suivant :

Appareil	Grandeur	Valeur
Datalogger	$\frac{\delta T}{T}$	$\pm 0,2\%$
Capteur de pression	$\frac{\delta \Delta p}{p}$	$\pm 0,075\%$
Capteur de débit	$\frac{\delta q}{q}$	$\pm 2\%$

Tableau II.2 – Incertitudes relatives des appareils de mesure : T [$^{\circ}C$], p [$mbar$], q [l/min]

En appliquant une différenciation logarithmique aux équations II.14, II.15, II.16 et II.17 nous obtenons les incertitudes sur les différentes grandeurs de comparaison. Ci-dessous, nous donnons les expressions des incertitudes sur le coefficient d'échange global, la résistance thermique, la puissance de pompage et le coefficient d'efficacité.

Incertitude sur le coefficient d'échange global

$$\frac{\delta U}{U} = \frac{2 \delta T}{T_s - T_l} \quad (\text{II.21})$$

Incertitude sur la résistance thermique

$$\frac{\delta R_{th}}{R_{th}} = \frac{\delta U}{U} \quad (\text{II.22})$$

Incertitude sur la puissance de pompage

$$\frac{\delta W_p}{W_p} = \frac{\delta q_v}{q_v} + \frac{\delta \Delta p}{p} \quad (\text{II.23})$$

Incertitude sur le facteur d'efficacité

$$\frac{\delta K_{eff}}{K_{eff}} = \frac{\delta R_{th}^r}{R_{th}^r} + \frac{\delta R_{th}^i}{R_{th}^i} + \frac{1}{3} \left[\frac{\delta W_p^i}{W_p^i} + \frac{\delta W_p^r}{W_p^r} \right] \quad (\text{II.24})$$

De ce fait, pour chaque paramètre, les carrés d'incertitudes sont établis et reportés sur les différentes courbes. Notons que les carrés d'incertitude au niveau des courbes sont relativement restreints en particulier pour l'axe des ordonnées, excepté pour le facteur d'efficacité où la propagation de l'incertitude est plus importante.

7 Résultats et discussions

7.1 Étude comparative de performance entre les deux approches

Le premier paramètre de comparaison est la résistance thermique de la configuration étudiée ; plus sa valeur est faible meilleur est le transfert de chaleur. La configuration avec des ailettes en formes de losange “ PF_{AL} ” offre la meilleure performance thermique (Fig. II.10). Ce résultat est assez prévisible au vu de l'ampleur de l'extension de la surface d'échange. En effet, la surface d'échange fluide/paroi est augmentée de 97%, 79% et 64%, respectivement dans les cas “ PF_{AL} ”, “ PF_{2A} ” et “ PF_{AD} ”, par rapport au cas de référence “ PF_V ”. On remarque que l'extension de la surface d'échange dans le cas “ PF_{2A} ” est plus importante que dans le cas “ PF_{AD} ” alors que sa résistance thermique est plus élevée.

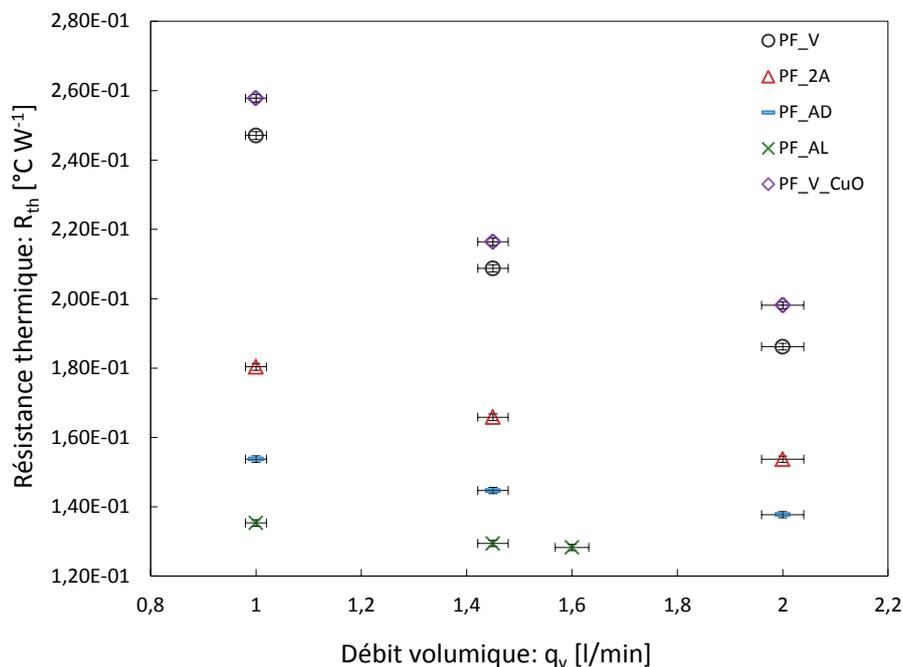


Figure II.10 – Résistance thermique des configurations étudiées

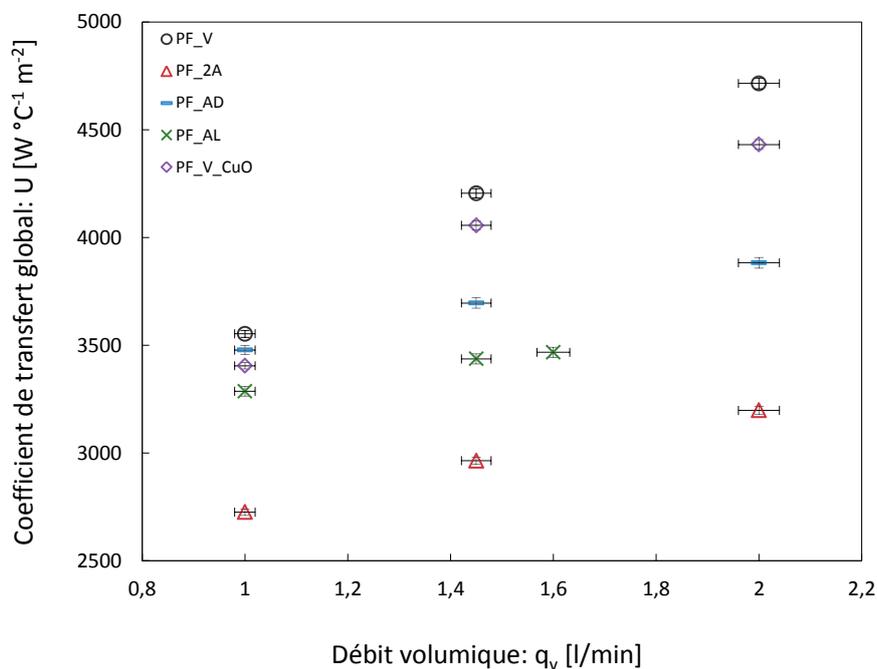


Figure II.11 – Coefficient de transfert thermique global des configurations étudiées

Une explication est trouvée en s'appuyant sur la courbe du coefficient d'échange thermique global (Fig. II.11). On remarque que le coefficient d'échange thermique global de

la configuration “ PF_{AD} ” est 25% supérieur à celui du cas à deux ailettes “ PF_{2A} ”, alors que la différence entre les deux surfaces d’échange n’est que de 9%.

La performance thermique de la configuration “ PF_{V-CuO} ”, qu’il s’agisse de la résistance thermique ou du coefficient de transfert global, est inférieure au cas de référence “ PF_V ”. On relève une différence de $\pm 5\%$ suivant le paramètre considéré. La même tendance est observée pour l’autre nanofluide de la configuration “ $PF_{V-Temp+ZnO}$ ”, pour différentes températures de liquide en entrée (partie §.7.2 de ce chapitre).

La mauvaise performance thermique observée sur la configuration “ PF_{V-CuO} ”, utilisant le nanofluide à base d’eau et d’oxyde de cuivre, peut être expliquée par différentes causes : l’agglomération des nanoparticules, la concentration insuffisante en nanoparticules ou la géométrie du canal étudié.

La perte de charge hydraulique, exprimée dans notre étude par la puissance de pompage, est la plus grande pour le cas “ PF_{AL} ”. L’augmentation est de 489% par rapport au cas de référence. Cette augmentation dramatique de la perte hydraulique nous a contraint à limiter les mesures pour cette configuration à un débit de 1.6 l/min, la limite haute de la plage de fonctionnement du capteur de pression étant atteinte (0-10 kPa).

On note une performance hydraulique identique entre la configuration de référence “ PF_V ” et le nanofluide à base de CuO “ PF_{V-CuO} ”, preuve de la non augmentation de la viscosité potentiellement due à l’insertion de nanoparticules (Fig. II.12).

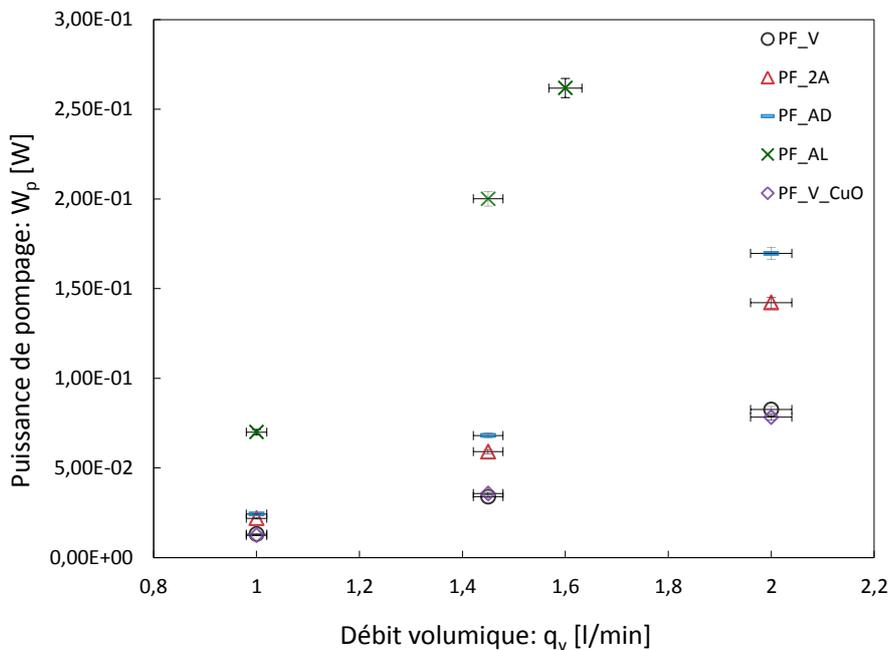


Figure II.12 – Puissance de pompage des configurations étudiées

On observe que la configuration aux ailettes découpées “ PF_{AD} ” cause une perte de charge légèrement plus importante (+20% pour un débit de 1.45 l/min) que le cas “ PF_{2A} ” (Fig. II.12). Cette différence est probablement due aux tourbillons créés derrière les obstacles dans la direction de l’écoulement (Fig. II.6).

Au regard de la performance thermique et hydraulique des différentes configurations étudiées, il est difficile de trancher sur la meilleure. En effet, souvent le gain thermique dû à l’ajout d’ailettes s’accompagne d’une aggravation de la perte de charge, comme dans la configuration “ PF_{AL} ”. Nous avons donc défini le facteur d’efficacité rapportant l’augmentation du transfert de chaleur à l’aggravation de la perte de charge. Une configuration est qualifiée d’efficace si le facteur d’efficacité est supérieur à 1 (compromis entre gain thermique et pertes hydrauliques).

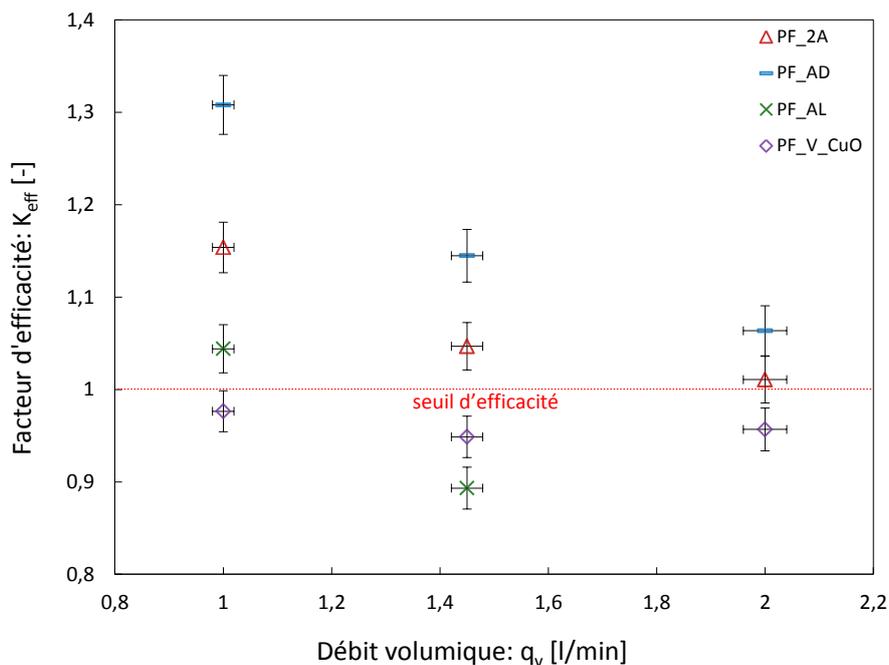


Figure II.13 – Facteur d’efficacité des configurations étudiées

La configuration aux ailettes découpées fait le meilleur compromis entre gain thermique et perte de charge, présentant un facteur d’efficacité de 1.3 pour un débit de 1 l/min (Fig. II.13).

Le facteur d’efficacité pour la configuration à nanofluide “ PF_{V-CuO} ” est en dessous du seuil d’efficacité quel que soit le débit de circulation. Cela s’explique par la mauvaise performance thermique du nanofluide pour une puissance de pompage identique.

7.2 Étude comparative de la performance des nanofluides en fonction de la température d'utilisation

Selon notre analyse bibliographique, la performance des nanofluides peut varier avec la température d'utilisation. Certains auteurs affirment que celle-ci est proportionnelle à la température [31, 70] alors que d'autres affirment le contraire [13, 17, 71]. En parallèle de l'étude comparative précédente, nous avons fait varier la température d'utilisation de deux nanofluides, l'un à base d'eau et de particules de CuO , l'autre à base de Temper[®] et de particules de ZnO . Les températures varient de 20°C à 40°C et correspondent à celles du système de refroidissement des serveurs informatiques Bull. Cependant, en traçant la variation du facteur d'efficacité (Fig. II.14 et Fig. II.15) en fonction du débit volumique, nous n'avons relevé aucune amélioration significative. Le léger gain observé reste à l'intérieur des barres d'erreurs.

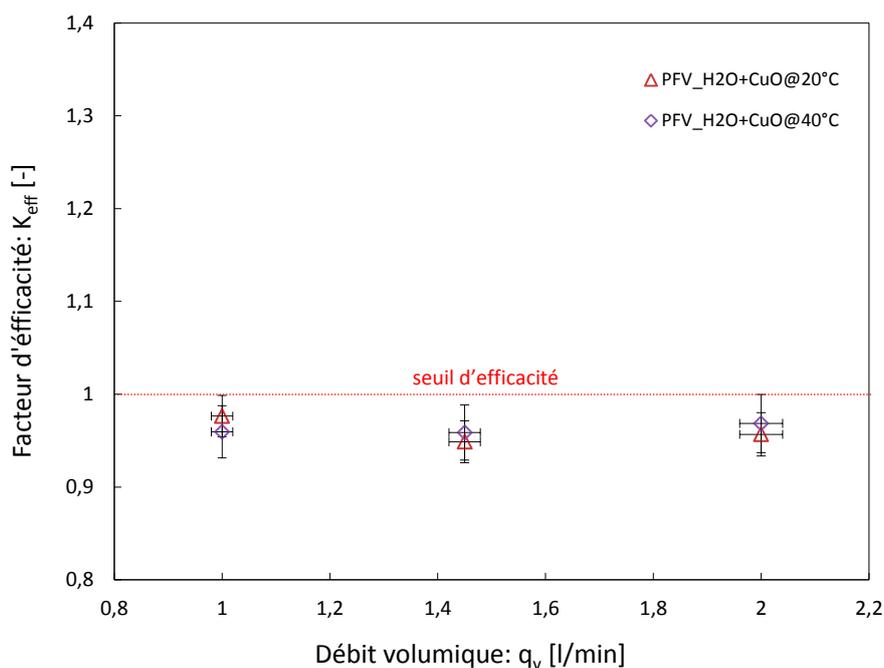


Figure II.14 – Comparaison des facteurs d'efficacité en fonction de la température d'utilisation pour $H_2O + CuO$

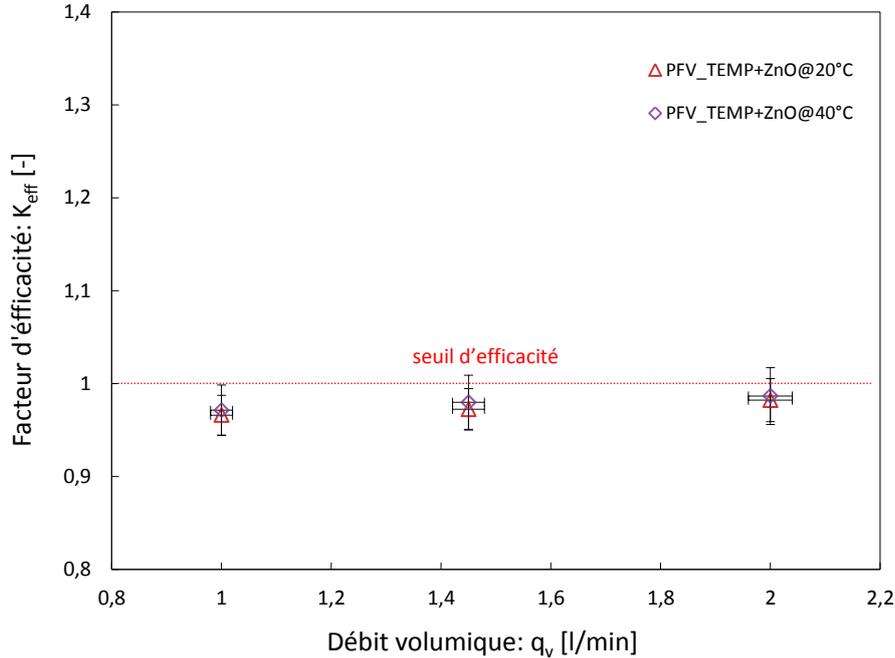


Figure II.15 – Comparaison des facteurs d'efficacité en fonction de la température d'utilisation pour $Temp + ZnO$

7.3 Confrontation des résultats aux simulations numériques

Afin d'estimer la validité de nos simulations numériques, nous confrontons la température de surface et le saut de pression mesurés sur les différents cas d'étude à ceux simulés.

Nous avons retenu uniquement trois configurations pour les simuler numériquement d'une manière précise (PF_V , PF_{2A} et PF_{AD}). Les configurations utilisant les nanofluides en tant que liquide caloporteur n'ont pas été simulées numériquement de même que pour la configuration " PF_{AL} ".

Concernant la température de surface, les résultats obtenus en simulation numérique pour le cas de référence " PF_V " et le cas " PF_{AD} " sont assez proches des résultats expérimentaux, quel que soit le régime d'écoulement. Les résultats issus des simulations numériques pour la configuration " PF_{2A} " sont assez éloignés des valeurs mesurées sur le banc ; ils surestiment clairement la performance de la plaque froide basée sur cette géométrie d'ailettes.

Concernant le saut de pression aux bornes des configurations étudiées, on soustrait la perte de charge mesurée et simulée aux bornes des configurations " PF_{AD} " et " PF_{2A} " à celle de la configuration de référence " PF_V ".

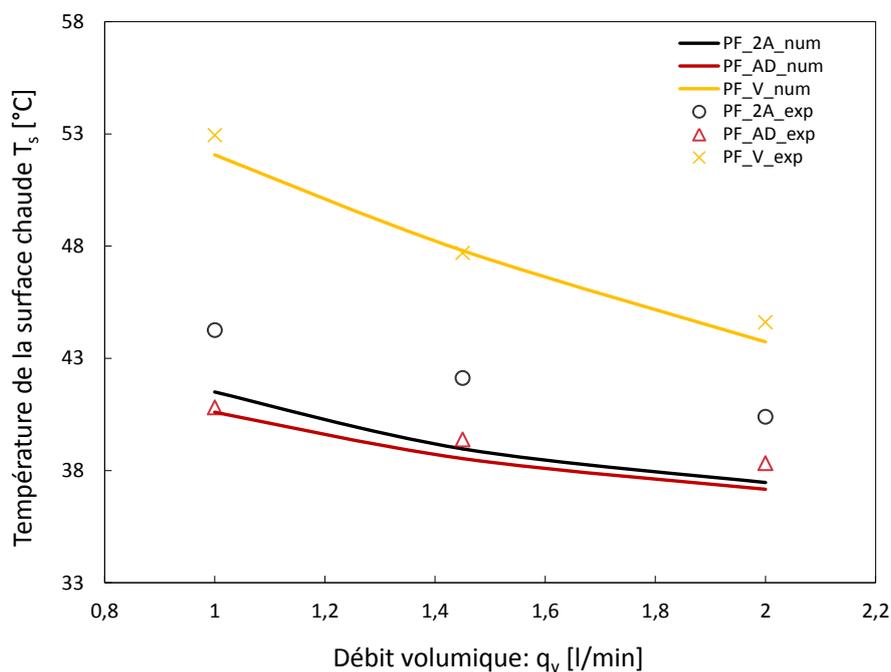


Figure II.16 – Comparatif numérique/expérimental de l'évolution de la température de surface en fonction du débit volumique dans le canal pour quelques configurations étudiées

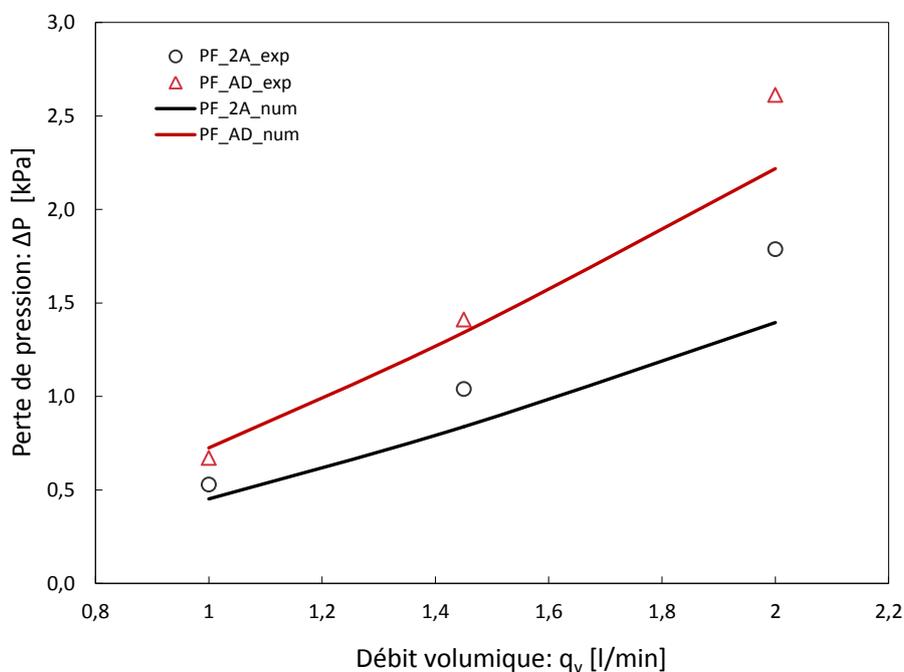


Figure II.17 – Comparatif numérique/expérimental de l'évolution du saut pression en fonction du débit volumique aux bornes du canal pour quelques configurations étudiées

Nous procédons ainsi car les prises de pression sur le dispositif expérimental ne sont pas forcément identiques aux points de mesures de la pression dans nos simulations.

Les pertes de pression sont mieux prédites pour les bas débits que pour les hauts débits dans la configuration “ PF_{AD} ”, alors que la prédiction est bonne uniquement pour les faibles débits dans la configuration “ PF_{2A} ” (Fig. II.17).

8 Application

Afin de ressentir l’impact des gains observés sur un cas réel, considérons une plaque froide montée sur une carte électronique. L’élément le plus critique de la carte électronique est le CPU qui est souvent l’élément dimensionnant du système de refroidissement. La plaque froide (non optimisée) récupère la chaleur dissipée par le CPU à travers le liquide caloporteur. Le liquide caloporteur ainsi chargé en chaleur se dirige vers les installations de refroidissement du data centre, où la chaleur est évacuée. Si on remplace cette plaque froide non optimisée par une qui l’est (munie d’inserts par exemple), dans les mêmes conditions expérimentales (puissance dissipée et température d’entrée du liquide), la température du CPU sera plus basse de 8.3°C dans le cas “ PF_{AD} ” par exemple. Ce gain thermique peut être directement ajouté à la température d’entrée de la plaque froide et donc du data centre tout entier. Cette eau plus chaude permet d’améliorer le rendement des data centres en réduisant la production de froid. Le même raisonnement peut être tenu concernant tout système de refroidissement/chauffage industriel faisant intervenir des échangeurs de chaleur.

L’autre façon d’exploiter ce gain thermique est l’augmentation des flux thermiques des éléments chauffants (partie §.3, Chapitre I). Cette option est très intéressante du fait que la densité thermique des processus industriels croit de manière exponentielle.

9 Synthèse du Chapitre II

L’étude précédente portant sur l’intensification du transfert de chaleur dans une plaque froide selon deux approches (inserts et nanofluides), montre des résultats encourageants, notamment concernant l’utilisation d’inserts. L’étude comparative des deux approches montre que les techniques classiques d’intensification par l’ajout d’ailettes et de turbulateurs sont bien plus efficaces que l’utilisation des nanofluides en tant que liquide caloporteur.

La tableau II.3 récapitule les éventuels gains en transfert de chaleur exprimés à travers la différence de température de la surface chauffée entre une configuration donnée et celle de référence “ PF_V ”, pour un débit volumique de 1.45 l/min . La configuration à ailettes découpées “ PF_{AD} ” fait le meilleur compromis entre intensification du transfert de chaleur et efficacité. La température de surface dans cette configuration est inférieure de 8.3°C par rapport à la température de la même surface pour le cas de référence pour un facteur d’efficacité de 1.14.

Configuration	Gain(-)/perte(+)	Efficacité
PF_{2A}	-5,6 °C	1,05
PF_{AD}	-8,3 °C	1,14
PF_{AL}	-10,3 °C	0,89
PF_V-CuO	+1 °C	0,95

Tableau II.3 – Récapitulatif des résultats

Sur la base des résultats obtenus, nous préconisons l’utilisation d’ailettes longitudinales rectangulaires découpées pour la plaque froide étudiée. Nous ne préconisons pas l’utilisation des nanofluides testés du fait de leur mauvaise performance et cela indépendamment de la température d’utilisation. Il est clair que plus d’échantillons doivent être testés afin d’en retenir un ou deux potentiellement efficaces. Nous préconisons un dosage en nanoparticules plus important, de l’ordre de 3 à 4%, et éventuellement une utilisation de nanoparticules à conductivité thermique plus élevée (en cuivre pur par exemple).

Développement d'un dissipateur de chaleur à caloducs cylindriques

1 Introduction et but de l'étude

Cette étude fait suite à la demande de Bull pour des serveurs refroidis d'une autre manière potentiellement plus efficace, fiable et ayant un encombrement réduit. Le refroidissement sans circulation d'eau sur les cartes est une technique de refroidissement assez prometteuse. Il s'agit de déplacer de la chaleur d'un point A (source chaude) vers un point B (source froide) en faisant passer cette chaleur à travers une zone de contact réduite, avec le minimum de saut de température possible. Deux problématiques se dégagent : concevoir un dissipateur de chaleur efficace et avoir une zone de contact performante (faible saut de température pour des flux importants) (Fig. III.1). Dans ce chapitre, nous aborderons uniquement la partie concernant la conception du dissipateur de chaleur.

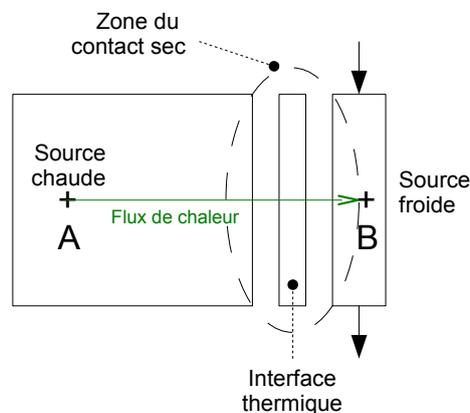


Figure III.1 – Principe de refroidissement par contact sec

Il semble impossible de transférer la chaleur de manière conductive à cause de la distance (près de 500 *mm*) entre la source chaude (composant électronique) et la source froide (liquide caloporteur) dans un serveur informatique. Pour preuve, imaginons trois ponts thermiques (longs de 406 *mm* pour une section de 684 *mm*²) entre la source chaude et la surface froide, le premier étant en aluminium, le second en cuivre et le troisième constitué d'un caloduc. Pour une puissance de 130 *W*, le saut de température aux bornes de chaque pont vaut 325°C pour l'aluminium, 195°C pour le cuivre et 10°C pour un caloduc¹.

On voit clairement que l'utilisation des caloducs est indispensable, essentiellement par leur performance et accessoirement par leur nature simple et économique.

Nous avons, donc, développé un système entier de refroidissement d'une carte électronique, basé sur des caloducs à pompage capillaire. Auparavant et afin de dimensionner les caloducs, nous avons établi un modèle de calcul, d'abord exploité à travers une étude paramétrique et en suite, validé en partie par les mesures faites sur le démonstrateur du système à caloducs. Le modèle développé et l'exploitation qui en est faite restent valables pour tous les systèmes de refroidissement basés sur une technologie utilisant des caloducs à pompage capillaire.

2 Algorithme général de dimensionnement d'un caloduc

Dans cette partie, nous montrons la démarche à suivre pour dimensionner un caloduc destiné à une application donnée. Une fois les paramètres géométriques externes, les températures de service, le matériau de l'enveloppe et le fluide de travail choisis, les données d'entrée pour modéliser un caloduc sont assez restreintes. La donnée principale est la puissance maximale dissipée par l'élément à refroidir.

2.1 Définition d'un cahier des charges

L'élément chauffant dissipant "*X*" *Watt* ne doit pas dépasser sa température de service "*T_{SC}*". La distance entre la source chaude (élément chauffant) et la source froide (un liquide par ex.) maintenue à "*T_{SF}*" est de "*X*" *mm*. L'environnement de l'élément à refroidir impose un encombrement précis ; ce dernier est déterminant concernant le diamètre

1. la conductivité équivalente d'un caloduc peut aller de 10000 à 500000 *W m*⁻¹ *K*⁻¹, suivant sa dimension et la température d'utilisation

dans le cas d'un caloduc cylindrique et concernant l'épaisseur dans le cas d'un caloduc plat. De plus, on connaît à priori la longueur disponible des zones d'évaporation et de condensation. Le dernier paramètre est l'orientation " α " du caloduc, elle-même fixée.

2.2 Choix du matériau de l'enveloppe

Une fois les paramètres géométriques, les températures de service et l'orientation déterminés, on envisage la conception du caloduc proprement dit. La première étape consiste à choisir le matériau extérieur du caloduc à condition d'avoir une faible résistance thermique et une résistance mécanique suffisante. Le matériau choisi doit être compatible avec son environnement extérieur concernant le problème de corrosion notamment et son environnement intérieur concernant le fluide de travail.

2.3 Fluide de travail

Le fluide de travail et le réseau capillaire sont les éléments clés de la performance d'un caloduc à pompage capillaire. Les températures de service dans lesquelles il va évoluer imposent le choix du fluide de travail. Généralement, pour les applications terrestres, dans des conditions normales de température, l'eau distillée est très couramment utilisée pour son très bon nombre de mérite (Fig. III.2) et de son faible impact environnemental. Dans les applications spatiales, on utilise plutôt de l'éthanol ou du méthanol, tandis que pour les applications à hautes températures le sodium liquide est préconisé.

Le facteur de mérite est un nombre dont la dimension est celle d'un flux thermique " W/m^2 ". Il est obtenu à partir de l'expression de la limite capillaire du caloduc, définie plus loin dans ce chapitre. La limite capillaire, si l'on néglige les pertes de pression vapeur et liquide dues à la gravité, se réduit à un produit de deux groupes. Le premier est relatif aux propriétés du fluide de travail, le second aux caractéristiques du réseau capillaire. Le groupe relatif aux propriétés thermophysiques du fluide de travail est le facteur de mérite. Plus ce nombre est élevé meilleure sera la performance du caloduc car il reflète en partie la limite capillaire de fonctionnement

$$M = \frac{\rho_l h_{lv} \sigma_{lv}}{\mu_l} \quad (\text{III.1})$$

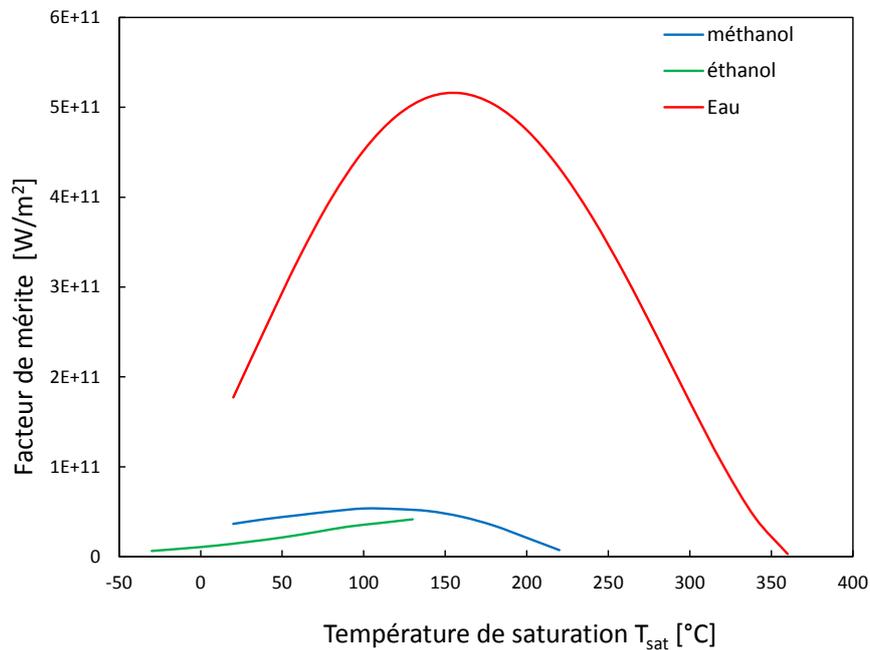


Figure III.2 – Nombre de mérite de différents fluides de travail

L'autre point important concernant le fluide de travail est sa compatibilité chimique avec le réseau capillaire ou même l'enveloppe du caloduc.

2.4 Réseau capillaire

Une fois le fluide de travail et le matériau enveloppe connus, il faut sélectionner le réseau capillaire adéquat toujours sous contrainte de compatibilité chimique avec le fluide de travail et le matériau enveloppe. Le second groupe de la limite capillaire, cité précédemment, reflète la performance du réseau capillaire. Un bon réseau capillaire générera une pression capillaire suffisante.

2.5 Limites de fonctionnement

A ce niveau, les limites de fonctionnement du caloduc doivent être calculées. Il est très rare que les limites de fonctionnement sonique et visqueuse soient atteintes dans les caloducs à pompage capillaire. Le plus souvent, la limite capillaire apparaît en premier, suivie des limites d'entraînement et d'ébullition. La limite d'ébullition apparaît plutôt pour des puissances importantes vers la droite de la cloche des limites de fonctionnement. La limite d'entraînement concurrence la limite capillaire concernant les caloducs à réseau capillaire de type rainures ouvertes.

2.6 Critère de choix

Les paramètres sélectionnés par rapport au fluide de travail et au réseau capillaire doivent faire en sorte que la puissance maximale dissipée par le caloduc reste en dessous de la plus faible des limites de fonctionnement. Le choix initial doit être revu tant que la condition " $Q_{dissipée} < Q_{limite}^{max}$ " n'est pas satisfaite.

2.7 Calcul de la résistance du caloduc

Si la puissance maximale dissipée par l'élément à refroidir est inférieure à la plus faible des limites de fonctionnement, on peut calculer la résistance thermique ou bien le saut de température entre les deux bornes du caloduc (évaporateur et condenseur). De même, si le saut de température n'est pas satisfaisant (trop grand), on peut revoir le choix du fluide de travail ou du réseau capillaire et les paramètres qui lui sont associés.

2.8 Optimisations additionnelles

Dans l'hypothèse où le fluide de travail du caloduc est bien choisi et non modifiable, le seul paramètre sur lequel on peut agir est le réseau capillaire, en particulier, les paramètres géométriques le définissant : porosité et diamètre de pores pour les réseaux poreux, largeur et profondeur de rainure pour les capillaires à rainures.

Dans l'hypothèse où l'application de l'algorithme défini précédemment aboutit à un résultat qui satisfait à la fois les contraintes de performance et de limite de fonctionnement, l'optimum n'est pas garanti, car on ne peut être sûr que la combinaison des paramètres géométriques du réseau capillaire permette de tirer entièrement profit des capacités maximales du caloduc. Pour cela nous avons défini une méthode d'optimisation qui permet de trouver directement, pour un réseau capillaire donné, les paramètres géométriques du capillaire qui satisferont les contraintes de performance et de limites de fonctionnement.

Nous récapitulons l'algorithme de dimensionnement d'un caloduc au niveau de la figure suivante :

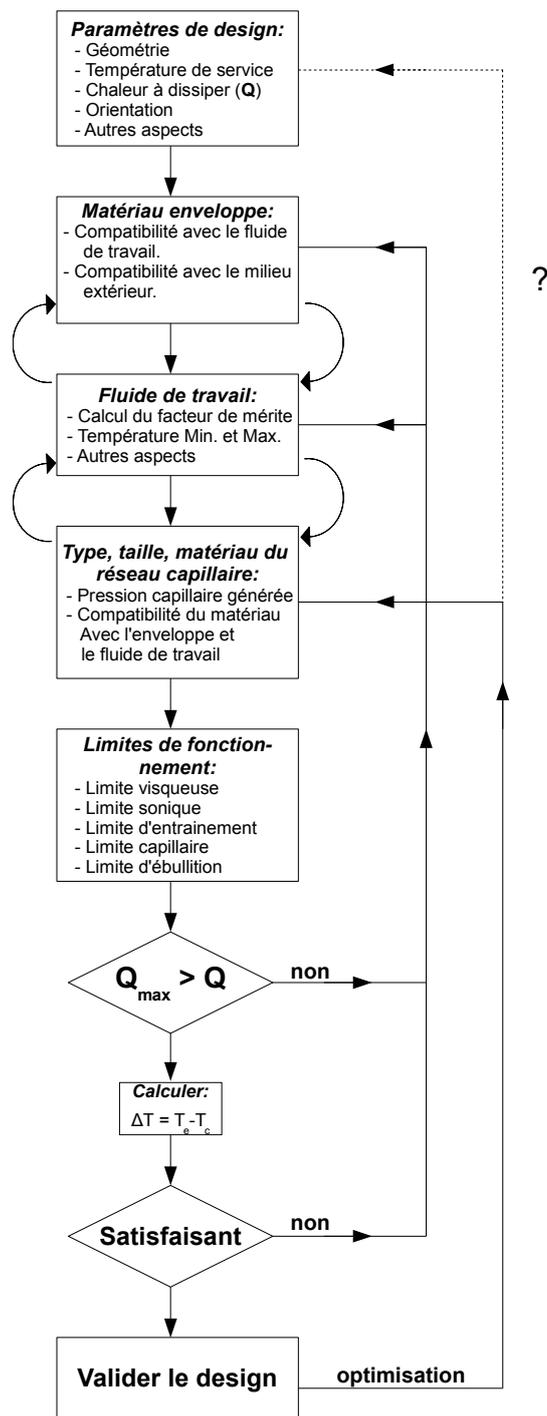


Figure III.3 – Organigramme général de dimensionnement d'un caloduc

3 Partie théorique

3.1 Descriptif général du modèle

A présent nous allons détailler le modèle 1D d'un caloduc de forme cylindrique avec différents types de capillaires : poreux de type poudre frittée, à rainures axiales de forme quasi rectangulaire et à rainures axiales trapézoïdales. Le modèle servira, en partie, d'outil d'aide au dimensionnement des caloducs montés sur le dissipateur développé pour la technique de refroidissement des cartes électroniques par contact sec.

Le modèle 1D du caloduc à pompage capillaire développé comporte en réalité deux sous-modèles, un sous modèle thermique pour calculer les températures aux bornes du caloduc et un sous-modèle hydraulique pour calculer les limites de fonctionnement, principalement la limite capillaire. Les deux sous-modèles sont découplés, c'est-à-dire qu'il est possible d'obtenir les températures aux bornes du caloduc sans se soucier des limites de fonctionnement et inversement. Cependant, il est nécessaire de prendre en compte l'aspect thermique et hydraulique à la fois.

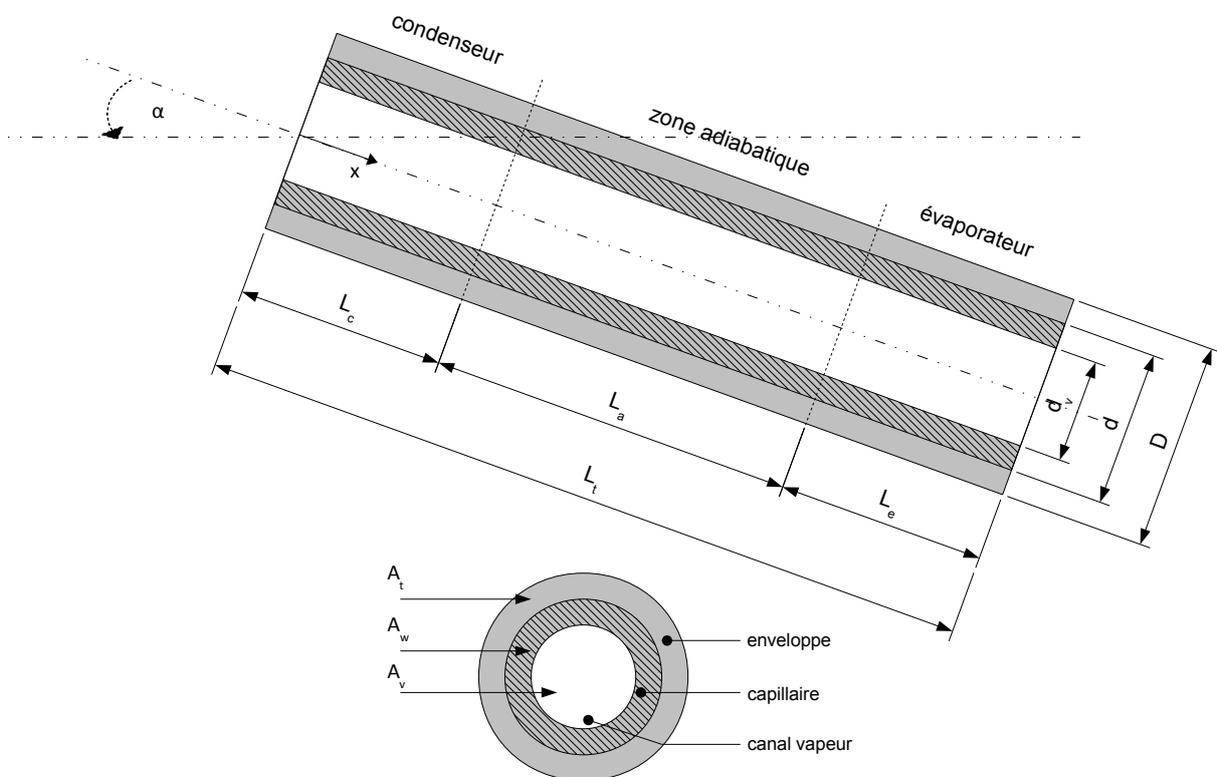


Figure III.4 – Détails géométriques d'un caloduc cylindrique

3.1.1 Sous-modèle thermique

Le caloduc est modélisé par des résistances thermiques principalement disposées en série. Chaque résistance thermique reflète le saut de température dû aux différents mécanismes de transfert de chaleur présents dans chaque partie du caloduc à réseau capillaire.

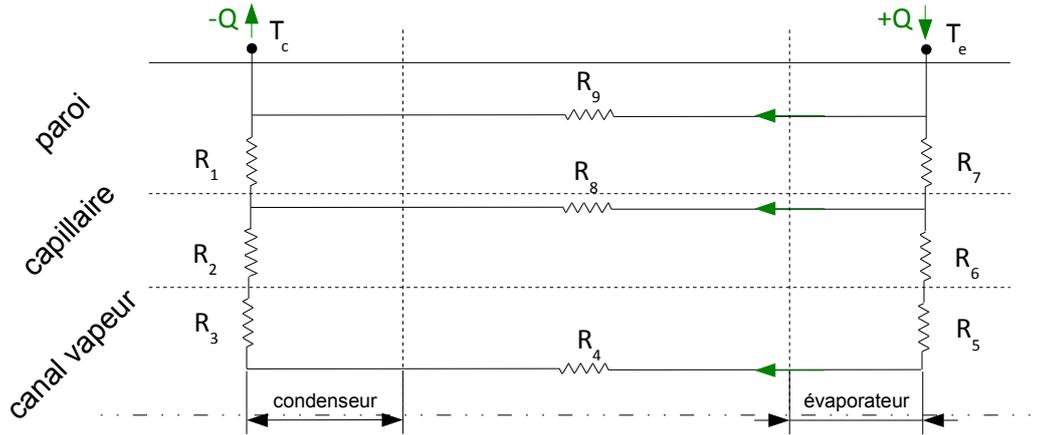


Figure III.5 – Représentation nodal du transfert thermique dans un caloduc

Les résistances thermiques dans le circuit schématisé au niveau de la figure III.5 sont explicitées dans les paragraphes suivants.

3.1.1.1 Résistances thermiques de l'enveloppe

$$R_1 = \frac{1}{2\pi k_p l_c} \ln \frac{D}{d} \quad (\text{III.2})$$

$$R_7 = \frac{1}{2\pi k_p l_e} \ln \frac{D}{d} \quad (\text{III.3})$$

Les résistances de l'enveloppe du caloduc cylindrique, à l'évaporateur "R7" et au condenseur "R1", sont calculées de manière classique en utilisant les formulations disponibles pour un mur de forme cylindrique et d'une épaisseur "(D - d)/2". Cette résistance se caractérise par la conductivité thermique "k_p" du matériau de l'enveloppe.

3.1.1.2 Résistances thermiques du réseau capillaire

$$R_2 = \frac{1}{2\pi k_q l_c} \ln \frac{d}{d_v} \quad (\text{III.4})$$

$$R_6 = \frac{1}{2\pi k_q l_e} \ln \frac{d}{d_v} \quad (\text{III.5})$$

Dans le réseau capillaire, on distingue également une résistance à l'évaporateur " R_6 " et une résistance au condenseur " R_2 ". Ces deux résistances sont similaires aux résistances " R_7 " et " R_1 " de l'enveloppe, la différence étant dans l'expression de la conductivité thermique du réseau capillaire. Il s'agit d'une conductivité thermique équivalente ou effective qui résulte à la fois du liquide circulant dans le réseau capillaire et du matériau constitutif du réseau.

3.1.1.3 Résistance thermique de la colonne de vapeur

$$R_4 = \frac{8\mu_v l_q T_{sat}}{\rho_v^2 h_{lv}^2 \pi r_v^4} \quad (\text{III.6})$$

Cette résistance thermique est due à la différence des températures de saturation entre les zones d'évaporation et de condensation, elles-mêmes dues à la différence de pression entre ces deux zones. Souvent, la différence de pression entre les zones d'évaporation et de condensation est petite, ce qui fait que la résistance thermique de la colonne de vapeur est souvent négligeable devant les autres résistances thermiques du circuit.

3.1.1.4 Résistance thermique axiale de l'enveloppe " R_9 "

Il s'agit de la résistance thermique de l'enveloppe dans le sens des écoulements vapeur et liquide. Elle est l'une des plus importante du circuit thermique du caloduc, ce qui fait que le flux thermique axial dans l'enveloppe du caloduc aura tendance à être négligeable.

3.1.1.5 Résistance thermique axiale de réseau capillaire " R_8 "

De même que pour la résistance thermique axiale de l'enveloppe du caloduc, la résistance axiale du réseau capillaire est élevée (la plus élevée dans ce type de caloduc). De plus, l'écoulement liquide dans le réseau capillaire se faisant dans le sens inverse du flux thermique hypothétique, il est possible de négliger le flux de chaleur dans ce sens.

3.1.1.6 Résistances thermiques du changement de phase liquide/vapeur " R_3 et R_5 "

Ce sont les résistances dues aux phénomènes de condensation et d'évaporation, dans leurs zones respectives, du fluide de travail. Dans la partie §.2.2.1 de l'Annexe A nous avons

présenté l'expression du coefficient d'échange au niveau de l'interface liquide vapeur. Nous ne l'avons pas explicitement calculé, mais selon Kamenova [40] la résistance thermique qui lui est associée est de l'ordre de 10^{-5} °C/Watt.

A titre indicatif on présente au niveau du tableau III.1 des valeurs de résistances thermiques, liées à un caloduc cylindrique, afin d'avoir à l'esprit un ordre de grandeur. Les résistances sont calculées pour un caloduc cylindrique à réseau capillaire d'une longueur de 400 mm et un diamètre extérieur de 13 mm.

Résistances thermiques	10^{-3} [°C/W]
R_1	1.16
R_2	84.1
R_3	0.01 ¹
R_4	0.00378
R_5	0.01 ¹
R_6	84.1
R_7	1.16
R_8	3740000
R_9	9440

Tableau III.1 – Ordre de grandeur des résistances thermiques d'un caloduc cylindrique à réseau capillaire

Nous avons fait les hypothèses suivantes concernant le sous-modèle thermique :

- les résistances axiales du réseau capillaire (R_8) et de l'enveloppe (R_9) sont trop importantes pour permettre l'écoulement de la chaleur entre l'évaporateur et le condenseur. Elles ne sont donc pas considérées.
- la résistance de la colonne de vapeur (R_4) et celle du changement de phase (R_3 et R_5) sont négligées.
- les résistances du réseau capillaire au condenseur (R_2) et à l'évaporateur (R_6) sont identiques, à des dimensions géométriques près. On considère que le liquide n'est pas présent en excès au niveau du condenseur.

3.1.2 Sous-modèle hydraulique

Nous avons établi en partie les expressions des limites de fonctionnement d'un caloduc cylindrique à réseau capillaire (partie §.4.3.2.4, Chapitre I). Les limites de fonctionne-

1. Valeur tirée de [40]

ment définissent le domaine d'utilisation d'un caloduc. Quel que soit le point défini par le couple flux dissipé/température de saturation (dans la zone adiabatique) du caloduc, il doit rester à l'intérieur de la cloche définie par les limites de fonctionnement. Nous rappelons les expressions des trois premières limites de fonctionnement (visqueuse, sonique et d'entraînement), puis, nous exprimerons la pression capillaire afin de donner l'expression de la limite d'ébullition et capillaire.

3.1.2.1 Expression de la limite visqueuse

$$\dot{Q}_{vis} = A_v \frac{d_v^2 h_{lv}}{64 \mu_v l_q} \rho_v P_v \quad (\text{III.7})$$

3.1.2.2 Expression de la limite sonique

$$\dot{Q}_{son} = 0,474 A_v h_{lv} (\rho_v P_v)^{0,5} \quad (\text{III.8})$$

3.1.2.3 Expression de la limite d'entraînement

$$\dot{Q}_{ent} = A_v h_{lv} \left(\frac{\sigma_{lv} \rho_v}{z} \right)^{0,5} \quad (\text{III.9})$$

où "z" est la dimension caractéristique d'entraînement dépendant du réseau capillaire.

3.1.2.4 Expression de la limite d'ébullition

La pression capillaire au sein du réseau d'un caloduc à pompage capillaire est obtenue à l'aide de l'équation de Laplace-Young I.47. En supposant que les rayons de courbure principaux "R₁" et "R₂" sont identiques et que la courbure maximale correspond à un rayon de courbure équivalent au rayon du pore ou de la largeur de la rainure, on aboutit à l'expression simple de la pression capillaire générée par le réseau capillaire d'un caloduc.

$$\Delta P_{cap}^{max} = \frac{2 \sigma_{lv} \cos \theta}{r_{cap}} \quad (\text{III.10})$$

De plus, pour un caloduc cylindrique, surtout ceux de diamètre important, il est nécessaire de tenir compte de l'effet de la gravité sur le liquide circulant au sein du réseau capillaire dans la direction perpendiculaire à l'axe du caloduc. De même, afin d'avoir l'expression complète de la pression capillaire maximale, nous pouvons anticiper

en insérant, dès à présent, les pertes de pressions liquide d'origine gravitationnelle. De ce fait, l'expression de la pression capillaire maximale dans le réseau capillaire du caloduc est la suivante :

$$\Delta P_{cap}^{max} = \frac{2\sigma_{lv} \cos\theta}{r_{cap}} - \rho_l g (l_t \sin\alpha + d_v \cos\alpha) \quad (\text{III.11})$$

A présent que nous connaissons l'expression de la pression capillaire, la limite d'ébullition est donnée par :

$$\dot{Q}_{ébu} = \frac{2\pi l_e k_q T_{sat}}{\ln \frac{d}{d_v} \rho_v h_{lv}} \left(\frac{2\sigma_{lv}}{r_b} - \Delta P_{cap} \right) \quad (\text{III.12})$$

3.1.2.5 Expression de la limite capillaire

Nous avons démontré dans la partie §.4.3.2.4 du Chapitre I, l'expression des pertes de pression vapeur et liquide dans un caloduc. Elle doivent être inférieures ou égales à la pression capillaire maximale générée par le réseau capillaire.

$$\int_{x_{min}}^{x_{max}} \left(\frac{dP_v}{dx} + \frac{dP_l}{dx} \right) dx = \Delta P_{cap}^{max} = \frac{2\sigma_{lv} \cos\theta}{r_{cap}} - \rho_l g (l_t \sin\alpha + d_v \cos\alpha) \quad (\text{III.13})$$

Nous avons utilisé le modèle de Chi pour déterminer l'expression des pertes de pression vapeur et liquide dans le modèle du caloduc. En se basant sur l'équation de la quantité de mouvement, Chi définit les pertes de pression vapeur sous une forme dérivée

$$\boxed{\frac{dP_v}{dx} = \frac{dP_v^{vi}}{dx} - \frac{dP_v^g}{dx} = F_v \dot{Q} - D_v \frac{d\dot{Q}^2}{dx}} \quad (\text{III.14})$$

$$\text{Avec, } \begin{cases} F_v = -8\mu_v/r_{h,v}^2 A_v \rho_v h_{lv} \\ D_v = 1.33/A_v^2 \rho_v h_{lv}^2 \end{cases}$$

Le choix et les expressions des deux facteurs “ F_v ” et “ D_v ” sont détaillés dans la partie §.4.3.2.3.4 du Chapitre I.

L'expression du nombre de Reynolds d'injection de la vapeur est données par,

$$Re_v = \frac{2r_{h,v} \dot{Q}}{A_v h_{lv} \mu_v} \quad (\text{III.15})$$

Pour notre application, le Reynolds d'injection de vapeur est inférieur à 2300 quels que soient la puissance injectée ou le fluide de travail utilisé. De fait, l'écoulement est considéré comme laminaire

Comme nous l'avons largement abordé dans la partie §.4.3.2.3.4 du Chapitre I, les pertes de pression vapeur ne comportent que les termes visqueux et inertiels, les pertes de pression d'origine volumique étant négligeables vu la masse volumique de la vapeur.

Concernant la phase liquide, suivant la loi de Darcy les pertes de pression liquide regroupent les pertes d'origine visqueuse et les pertes d'origine volumique, les pertes de pression d'origine inertielle étant négligeables vu le faible débit de circulation du liquide dans le réseau capillaire.

$$\boxed{\frac{dP_l}{dx} = -\frac{\mu_l}{K A_w \rho_l h_{lv}} \dot{Q} \pm \rho_l g \sin \alpha} \quad (\text{III.16})$$

Connaissant les expressions des pertes de pression de la phase vapeur (Eqn. III.14) et celles de la phase liquide (Eqn. III.16), nous émettons les hypothèses suivantes :

- le régime d'écoulement est laminaire dans la phase liquide et vapeur vu les nombres de Reynolds ($Re < 2300$)
- le régime de fonctionnement du caloduc étant établi, les phénomènes associés au démarrage (start up) du caloduc ne sont donc pas pris en compte
- on néglige les variations de quantité de mouvement dans la phase vapeur ; on suppose un recouvrement total de la pression vapeur entre la zone d'évaporation et de condensation

En remplaçant les Équations III.14 et III.16 dans l'expression des pertes de pression (Eqn. III.13) on obtient

$$\int_{x_{min}}^{x_{max}} \left(-\frac{\mu_l}{K A_w \rho_l h_{lv}} \dot{Q} - \frac{8\mu_v}{r_{h,v}^2 A_v \rho_v h_{lv}} \dot{Q} \right) dx = \Delta P_{cap}^{max} \quad (\text{III.17})$$

Les positions " x_{min} " et " x_{max} " correspondent respectivement à l'emplacement de la courbure de l'interface liquide/vapeur minimale et maximale. Dans notre cas, la courbure maximale de l'interface se situe en " $x_{max} = 0$ ", alors que la courbure minimale se situe en " $x_{min} = l_t$ ". Remarquons que le terme des pertes de pression liquide dues à la gravité est passé dans l'expression de la pression capillaire maximale. L'intégrale de ce terme se

réduit à intégrer “ dx ” sur toute la longueur l_t . L'équation III.17 devient alors :

$$\int_0^{l_t} \left(\frac{\mu_l}{K A_w \rho_l h_{lv}} \dot{Q}(x) + \frac{8 \mu_v}{r_{h,v}^2 A_v \rho_v h_{lv}} \dot{Q}(x) \right) dx = \Delta P_{cap}^{max} \quad (\text{III.18})$$

$$\frac{1}{h_{lv}} \left[\frac{\mu_l}{\rho_l A_w K} + \frac{8 \mu_v}{\pi \rho_v r_{h,v}^4} \right] \int_0^{l_t} \dot{Q}(x) dx = \Delta P_{cap}^{max} \quad (\text{III.19})$$

De plus, dans notre étude, nous avons supposé une distribution uniforme du flux thermique sur toute la zone d'évaporation et de condensation. La distribution du flux thermique suit la loi linéaire suivante :

$$\text{Avec, } \dot{Q} = \begin{cases} \dot{Q}_{cap}^{max} x/l_e & 0 < x < l_e \\ \dot{Q}_{cap}^{max} & l_e < x < l_e + l_a \\ \dot{Q}_{cap}^{max} (l_t - x)/l_c & l_e + l_a < x < l_t \end{cases}$$

En tenant compte de cela, on aboutit à :

$$\frac{1}{h_{lv}} \left[\frac{\mu_l}{\rho_l A_w K} + \frac{8 \mu_v}{\pi \rho_v r_{h,v}^4} \right] (0.5 l_e + l_a + 0.5 l_c) \dot{Q}_{cap}^{max} = \Delta P_{cap}^{max} \quad (\text{III.20})$$

Dorénavant le terme “ $(0.5 l_e + l_a + 0.5 l_c)$ ” sera remplacé par la longueur effective “ l_q ” et les termes “ \dot{Q}_{cap}^{max} ” et “ ΔP_{cap}^{max} ” par “ \dot{Q}_{cap} ” et “ ΔP_{cap} ”. Ce qui nous amène à formuler l'expression finale de la limite capillaire d'un caloduc cylindrique soumis à une flux thermique uniforme, de la manière suivante :

$$\dot{Q}_{cap} = \frac{h_{lv}}{l_q} \left[\frac{\mu_l}{\rho_l A_w K} + \frac{8 \mu_v}{\pi \rho_v r_{h,v}^4} \right]^{-1} \Delta P_{cap} \quad (\text{III.21})$$

On remarque que l'expression de la limite capillaire, en négligeant les pertes de pression vapeur et liquide dues à la gravité, se réduit à deux groupements : l'un lié aux propriétés thermophysiques du fluide (nombre de mérite) et l'autre aux caractéristiques du capillaire

$$\dot{Q}_{cap} = 2 \left(\frac{\rho_l \sigma_{lv} h_{lv}}{\mu_l} \right) \left(\frac{\cos \theta A_w K}{l_q r_{cap}} \right) \quad (\text{III.22})$$

A présent, nous connaissons les expressions complètes des limites de fonctionnement pour le sous-modèle hydraulique et celles des résistances thermiques pour le sous-modèle thermique. Certaines inconnues restent à définir, néanmoins. Il s'agit des conductivités

thermiques effectives du réseau capillaire pour le sous-modèle thermique et la perméabilité du réseau capillaire pour le sous-modèle hydraulique. Ces deux paramètres vont dépendre de la nature du réseau capillaire.

3.2 Paramètres des sous modèles thermique/hydraulique

Dans cette partie, nous introduisons les expressions des différents paramètres des sous-modèles thermique (conductivité effective) et hydraulique (perméabilité hydraulique) des réseaux capillaires étudiés.

3.2.1 Modèles de conductivité thermique du réseau capillaire

3.2.1.1 Milieu poreux de poudre frittée

Il ressort de notre étude des modèles de conductivité effective d'un milieu poreux que le modèle d'Atabaki [19] est le plus proche des données expérimentales d'Alexander [45] (partie §.4.3.2.2.2, Chapitre I). Cependant, ce modèle est assez lourd à utiliser et comporte un nombre important de paramètres empiriques. Nous avons donc utilisé le modèle "Maxwell Down", assez répandu, et simple à utiliser. Ce choix est d'autant plus justifié que le modèle de caloduc à réseau capillaire poreux sert uniquement à l'étude qualitative.

$$k_q = \frac{k_l [(2k_l + k_s) - 2(1 - \varepsilon)(k_l - k_s)]}{2k_l + k_s + (1 - \varepsilon)(k_l - k_s)} \quad (\text{III.23})$$

" k_s " et " k_l " représentent respectivement les conductivité thermique du solide et du liquide, " ε " représente la porosité du milieu en "%".

3.2.1.2 Rainure axiale rectangulaire

De même que pour la conductivité effective du milieu poreux à poudre frittée, nous avons abordé dans la partie §.4.3.2.2.2 du Chapitre I les différents modèles de conductivité effective d'un réseau de rainures axiales rectangulaires. Il semblerait que le modèle développé par Chi soit le plus approprié

$$k_q = \frac{(w_f k_s k_l \delta) + w k_l (0,185 w_f k_s + \delta k_l)}{(w + w_f)(0,185 w_f k_s + \delta k_l)} \quad (\text{III.24})$$

" w " et " δ " représentent respectivement la largeur et la profondeur de rainure, " w_f " la largeur d'ailette.

A signaler que dans notre modèle nous supposons que le liquide n'est présent en excès ni dans l'évaporateur ni dans le condenseur. De ce fait, la conductivité effective est identique dans ces deux zones.

3.2.1.3 Rainure axiale trapézoïdale

Le dernier réseau capillaire étudié est composé de rainures axiales trapézoïdales quasi triangulaires. Le réseau capillaire des caloducs utilisés dans le système de refroidissement par contact sec, développé par la suite, est de cette nature. Trouver la conductivité effective d'un tel réseau n'est pas forcément évident et utiliser le modèle de Chi pour les rainures rectangulaire n'est pas judicieux et surtout pas applicable directement. Nous avons donc développé, à partir du modèle de Chi, un modèle de conductivité effective pour les réseaux capillaires à rainures trapézoïdales quasi triangulaires (partie §.1, Annexe C).

Si l'on néglige la présence de la zone d'évaporation préférentielle on obtient :

$$k_q = \frac{4 \delta (A k_s + B k_l)}{w_d + w_{d_v}} \quad (\text{III.25})$$

Si l'on prend en compte la présence de la zone d'évaporation préférentielle on obtient :

$$k_q = \frac{4 \delta (B k_l^2 + 0.185 A B k_s k_l + A k_s k_l)}{(w_d + w_{d_v})(k_l + 0.185 A k_s)} \quad (\text{III.26})$$

Les paramètres " w_d ", " w_{d_v} ", " A " et " B " sont des paramètres géométriques définis au niveau de la partie §.1 de l'Annexe C.

Notons que dans ce cas, la forme des ailettes du réseau capillaire conforte l'hypothèse de l'absence du liquide en excès. Leur forme trapézoïdale arrondie quasi triangulaires ne permet pas la stagnation d'un film liquide au-dessus.

3.2.2 Modèles de perméabilité hydraulique du réseau capillaire

La plupart des paramètres utilisés pour définir les limites de fonctionnement du caloduc sont liés à la géométrie du caloduc et aux propriétés thermophysiques du fluide de travail. Il reste, cependant, à définir plusieurs paramètres :

- la longueur caractéristique " z " liée à la limite d'entraînement
- le rayon de nucléation " r_b " lié à la limite d'ébullition
- la perméabilité " K " et le rayon capillaire " r_{cap} " du réseau capillaire concernant la limite capillaire

- l'angle de mouillage “ θ ” ; il ne dépend pas du réseau capillaire mais du couple fluide/paroi, autrement dit de la nature du fluide de travail et du matériau du réseau capillaire (par exemple $\theta(\text{cuivre}/\text{éthanol})= 50^\circ$)

3.2.2.1 Milieu poreux de poudre frittée

Selon Nemeč et al. [72] ainsi que Bricard et al. [15], le rayon capillaire d'un milieu poreux de poudre frittée est équivalent au rayon moyen des sphères “ r_s ” de la poudre frittée à une constante près

$$r_{cap} = 0.42 r_s \quad (\text{III.27})$$

Selon plusieurs auteurs [15, 72, 73] la perméabilité d'un milieu poreux de poudre métallique frittée est définie, à une constante près, par :

$$K = \frac{r_s^2 \varepsilon^3}{37.5 (1 - \varepsilon)^2} \quad (\text{III.28})$$

La longueur caractéristique “ z ” de la limite d'entraînement, dans un réseau poreux, est donnée par :

$$z = 2 r_{h,l} = 2 r_{cap} \quad (\text{III.29})$$

3.2.2.2 Rainure axiale rectangulaire

Le rayon capillaire d'une rainure rectangulaire axiale est tout simplement la largeur de la rainure “ w ”

$$r_{cap} = w \quad (\text{III.30})$$

Le rayon hydraulique est défini de manière classique comme étant quatre fois l'aire sur le périmètre :

$$r_{h,l} = \frac{2 w \delta}{w + \delta} \quad (\text{III.31})$$

La perméabilité du réseau capillaire à rainures axiales rectangulaires n'est pas évidente à déterminer, surtout pour les rainures de forme prismatique [15]

$$K = \frac{2 r_{h,l}^2}{(f_l Re_l)} \quad (\text{III.32})$$

L'inconnue dans cette équation (Eqn. III.32) est le produit du coefficient de traînée “ f_l ” par le nombre de Reynolds du liquide “ Re_l ”. Ce produit vaut 16, suivant la loi de Poiseuille, pour une rainure circulaire. Pour une rainure prismatique il est nécessaire de prendre en compte le facteur de forme de la rainure.

Chi [42] propose de corriger ce produit suivant la valeur du rapport “ $a = w/2\delta$ ”. Le tableau ci-dessous, récapitule les valeurs que peut prendre le produit “ $f_l Re_l$ ” suivant la valeur du facteur “ a ”

a	0	0.2	0.4	0.6	0.8	1
$f_l Re_l$	24	19.4	16.6	15.1	14.5	14.2

Tableau III.2 – Valeurs du produit “ $f_l Re_l$ ” pour une rainure axiale rectangulaire

La longueur caractéristique “ z ” de la limite d’entraînement, dans le cas d’un réseau capillaire à rainures, est donnée par :

$$z = 2w \tag{III.33}$$

Le rayon du noyau de nucléation présent dans la limite d’ébullition (Eqn. III.12) n’est pas évident à estimer. Selon Bricard [15], le rayon des noyaux de vapeur peut varier de 0.2 à 25 μm . Nous avons fixé sa valeur de manière arbitraire à $r_b = 0.2 \mu m$

A ce stade, nous connaissons tout les sous-modèles et les paramètres qui leur sont associés pour exploiter le modèle 1D de calcul de performance et des limites de fonctionnement d’un caloduc cylindrique à réseaux capillaires.

3.3 Étude paramétrique de la performance et des limites de fonctionnement

Jusqu'à présent, nous avons décrit la démarche de dimensionnement d'un caloduc en décrivant l'algorithme général qui doit être suivi ainsi que les différents sous-modèles utilisés. Dans cette partie, nous étudierons l'impact des paramètres géométriques de deux réseaux capillaires sur les limites de fonctionnement et la performance d'un caloduc, l'un constitué de poudre métallique frittée (milieu poreux) et l'autre de rainures rectangulaires axiales. La performance du caloduc réside dans le saut de température entre ses bornes ; plus il est faible meilleure est la performance. Le fluide de travail sélectionné pour l'étude paramétrique est de l'éthanol pur. Ce choix a été motivé par le fait de pouvoir observer la majorité des limites de fonctionnement d'un caloduc à pompage capillaire. Ce qui quasi impossible à observer avec de l'eau.

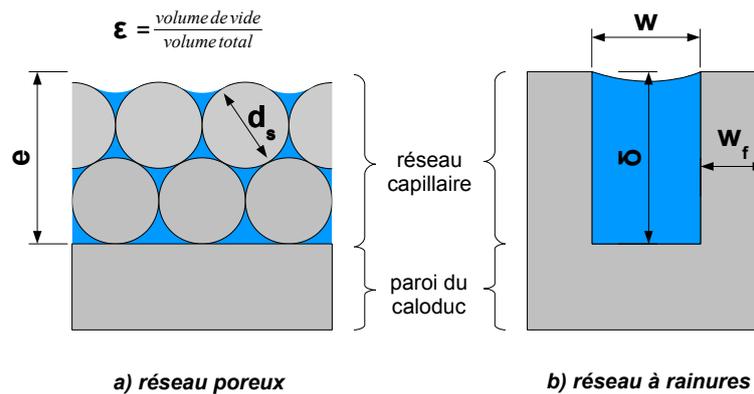


Figure III.6 – Principaux paramètres géométriques des réseaux capillaires des caloducs cylindriques

Les paramètres géométriques intervenant dans les deux réseaux capillaires étudiés se résument à trois paramètres par réseau. Le réseau poreux de poudre métallique frittée est caractérisé par sa porosité “ ε ”, le diamètre moyen “ d_s ” des particules de poudre frittée et l'épaisseur “ e ” du réseau. Le réseau capillaire de rainures rectangulaires axiales est caractérisé par la largeur de rainure “ w ”, la largeur d'aillette “ w_f ” et la profondeur de rainure “ δ ” (Fig. III.6).

Les dimensions extérieures du caloduc, indépendamment du type de réseau capillaire, sont le résultat de l'application de l'algorithme de dimensionnement défini dans la partie §.2 de ce chapitre. Le diamètre extérieur “ D ” du caloduc vaut 13 ou 14 mm pour une longueur “ l_t ” de 500 mm. La plage de température de fonctionnement du caloduc est en accord avec le fluide de travail utilisé (de -40 à 120°C).

De plus, nous avons étudié l'impact de l'orientation du caloduc à réseau capillaire de poudre frittée sur les limites de fonctionnement. La plage de variation de l'angle d'inclinaison " α " varie de -70° à 10° dans le sens trigonométrique (Fig. III.4).

Toutes les courbes de performance des caloducs sont construites pour une température de fonctionnement de 40°C , indépendamment du réseau capillaire.

3.3.1 Caloduc à réseau poreux de poudre frittée

L'effet de la variation du diamètre moyen des particules de poudre frittée est assez clair. Plus le diamètre des particules augmente plus l'aire de la courbe des limites de fonctionnement s'élargit (Fig. III.7(a)). Dans ce cas, seules deux limites de fonctionnement sont mise en jeu : la limite d'ébullition vers la droite de la cloche et la limite capillaire vers sa gauche. Les autres limites de fonctionnement n'interviennent pas. L'effet de la variation de la taille de particule sur la limite capillaire s'explique par la forte dépendance de cette dernière envers ce paramètre. La limite capillaire met en jeu la perméabilité du milieu, elle-même dépendant directement du diamètre moyen des particules. La limite d'ébullition n'est pas influencée par la variation de la taille de particule étant du fait de son indépendance par rapport à ce paramètre.

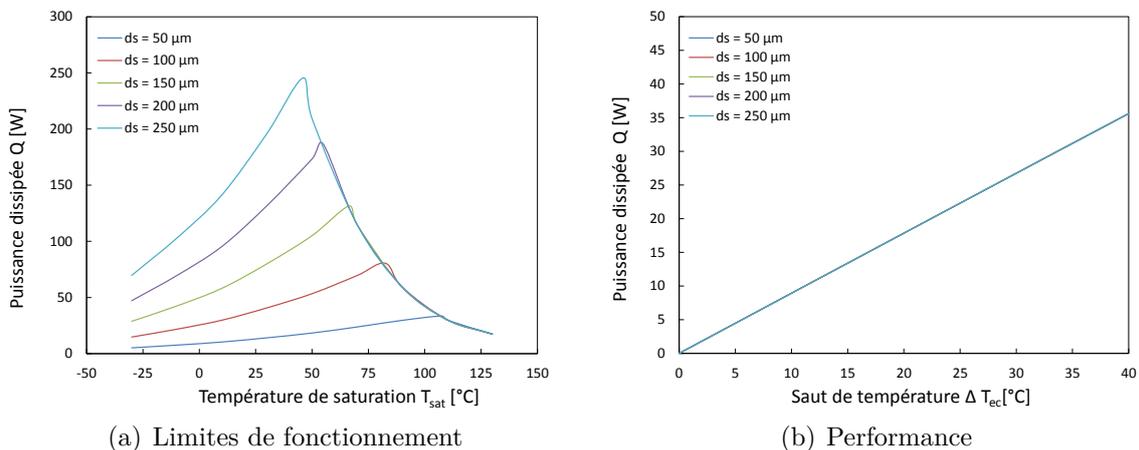


Figure III.7 – Influence du diamètre des particules sur la performance et les limites de fonctionnement d'un caloduc à réseau poreux fonctionnant à l'éthanol

La performance du caloduc ne semble pas être influencée par la taille des particules du réseau de poudre frittée, car la conductivité thermique effective ne dépend pas de la taille de particule (Fig. III.7(b)).

La variation de l'épaisseur du réseau capillaire va affecter deux limites de fonctionnement, la limite capillaire vers la gauche de la courbe et la limite d'ébullition vers la droite de la courbe (Fig. III.8(a)). Cela est dû à la forte dépendance de la limite capillaire envers la section de passage du liquide dans le réseau poreux (A_w dans l'équation III.21). Plus la section est grande plus grande est la limite capillaire. La limite d'ébullition dépend de l'épaisseur à travers le diamètre intérieur du caloduc, l'épaisseur du réseau étant définie par " $e = (d - d_v)/2$ " pour un diamètre du canal vapeur d_v fixé. Plus l'épaisseur augmente (ou le diamètre intérieur du caloduc) plus la limite d'ébullition diminue.

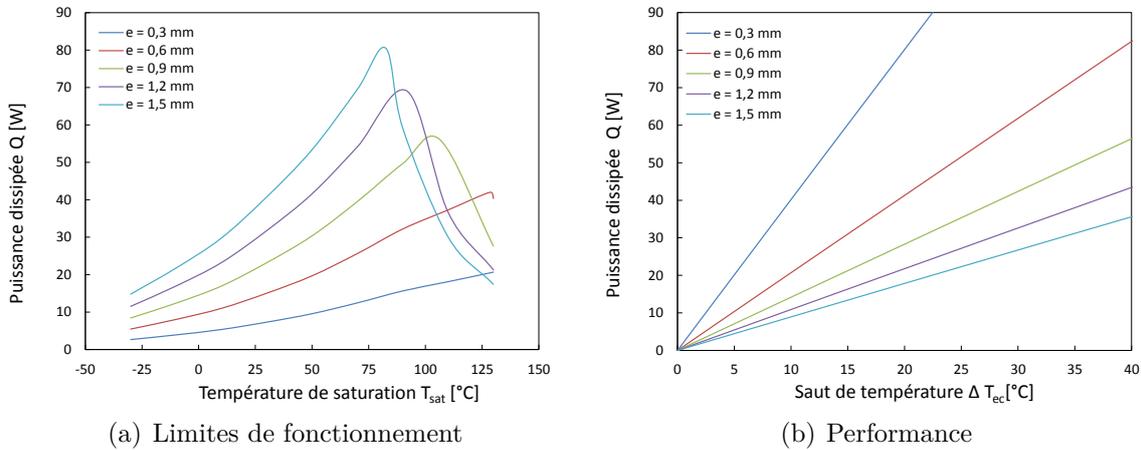


Figure III.8 – Influence de l'épaisseur du réseau capillaire sur la performance et les limites de fonctionnement d'un caloduc à réseau poreux fonctionnant à l'éthanol

Contrairement aux limites de fonctionnement la performance du caloduc est inversement proportionnelle à l'épaisseur du réseau capillaire (Fig. III.8(b)). Le transfert de chaleur dans le réseau capillaire étant principalement de nature conductive il est normal que la performance décroisse avec l'augmentation de l'épaisseur du réseau.

Le dernier paramètre géométrique du réseau capillaire à poudre frittée est la porosité du milieu. Elle impacte uniquement la limite capillaire et la limite d'ébullition, excepté pour les fortes porosités (Fig. III.9(a)). La limite capillaire à travers la perméabilité du milieu dépend fortement de la porosité; plus un milieu est poreux plus sa résistance à l'écoulement du liquide sera faible. De ce fait, la limite capillaire augmente avec la porosité. Inversement, la limite d'ébullition décroît avec la porosité car elle dépend de la conductivité thermique effective du milieu poreux, elle-même dépendante de la porosité. Plus le milieu est poreux, plus la part de la conductivité du liquide dans la conductivité

apparente du réseau capillaire est élevée (Eqn. III.23), la faible conductivité du liquide conduisant à une dégradation de la conductivité apparente du réseau capillaire.

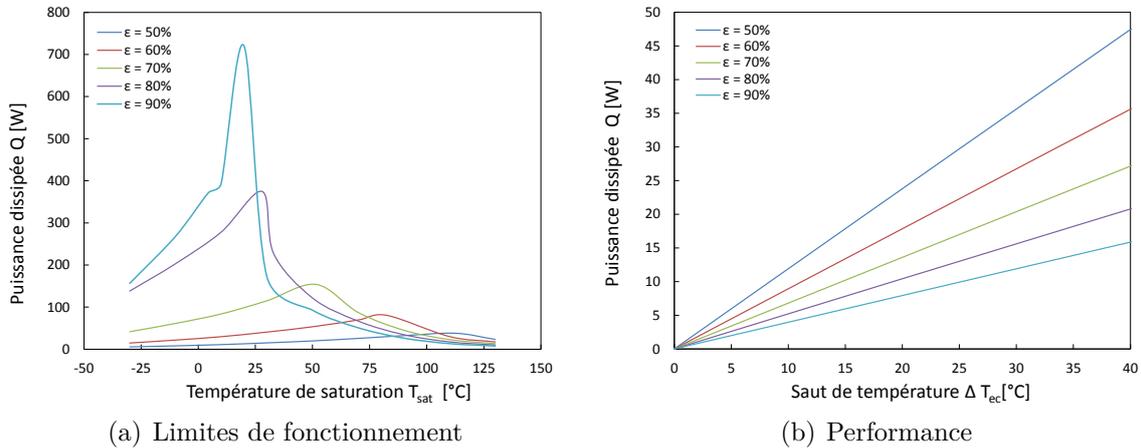


Figure III.9 – Influence de la porosité du réseau capillaire sur la performance et les limites de fonctionnement d'un caloduc à réseau poreux fonctionnant à l'éthanol

Pour des porosités élevées de l'ordre de 90% la limite capillaire n'est plus critique ; d'autres limites apparaissent, liées à l'écoulement vapeur et aux propriétés du fluide de travail. A gauche de la courbe en cloche des limites de fonctionnement et pour les faibles températures, la limite sonique apparait alors que pour des températures plus hautes c'est la limite d'entraînement qui apparait. Cela est dû à la forte porosité et aux puissances dissipées, l'exposition du liquide à la vapeur circulant à contre courant étant plus grande. Dans la partie droite de la courbe des limites de fonctionnement, comme pour les porosités plus faibles, la limite d'ébullition apparait (Fig. III.9(a)).

La performance du caloduc à réseau poreux est grandement affectée par la variation de la porosité du milieu capillaire, elle décroît avec l'augmentation de la porosité, contrairement aux limites de fonctionnement (Fig. III.9(b)). Plus le milieu est poreux plus il contient de liquide plus la conductivité effective du milieu se rapproche de celle du liquide, d'où la chute de performance.

La figure III.10 représente l'impact de l'orientation du caloduc sur les limites de fonctionnement. Les cloches des limites de fonctionnement ne dépendent que de la limite capillaire et de la limite d'ébullition. D'après la définition de la limite capillaire (Eqn. III.21), il est clair que cette dernière dépend de l'orientation du caloduc dans l'espace, de même que pour la limite d'ébullition. Cependant, la limite d'ébullition est très peu affectée par l'orientation car le poids de la pression capillaire maximale dans l'expression

de la limite d'ébullition y est faible (Eqn. III.12) (Fig. III.10). Les cas les plus favorables pour le fonctionnement du caloduc, autrement dit ceux qui offrent les plus hautes limites capillaire, sont rencontrés quand l'évaporateur est directement en dessous du condenseur ($-50^\circ < \alpha < 90^\circ$).

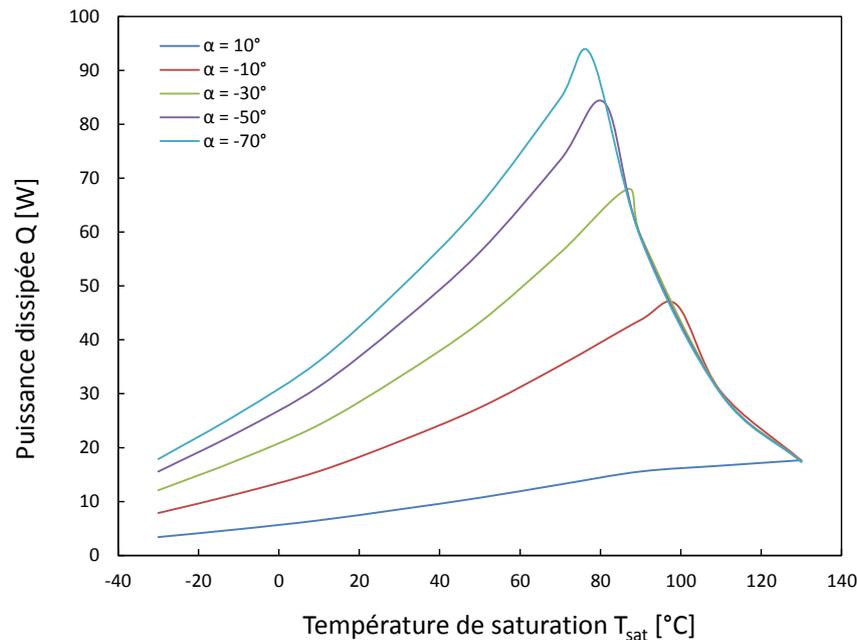


Figure III.10 – Influence de l'orientation du caloduc sur les limites de fonctionnement

3.3.2 Caloduc à rainures rectangulaires axiales

L'augmentation de la profondeur de rainure " δ " augmente généralement les limites de fonctionnement (Fig. III.11(a)). Cependant, les limites mises en jeu vont dépendre de la valeur de l'épaisseur de rainure. Pour les faibles profondeurs de rainure la limite capillaire est dominante. Ceci est dû à la forte dépendance de la limite capillaire envers la profondeur de rainure. Pour des épaisseurs moyennes comprises entre 0.3 et 0.5 mm la limite d'ébullition apparaît. Cette limite est sensible au changement de section du réseau capillaire (à travers le diamètre interne du caloduc), de même qu'elle est sensible à l'augmentation de la conductivité effective du réseau. Ces deux effets s'annulent (Eqn. III.24 et Eqn. III.12). Pour des profondeurs de rainure élevées comprises entre 0.7 et 0.9 mm, la limite d'entraînement apparaît pour les faibles températures. Cependant, pour des températures plus élevées les limites capillaires et d'ébullition dominent de nouveau.

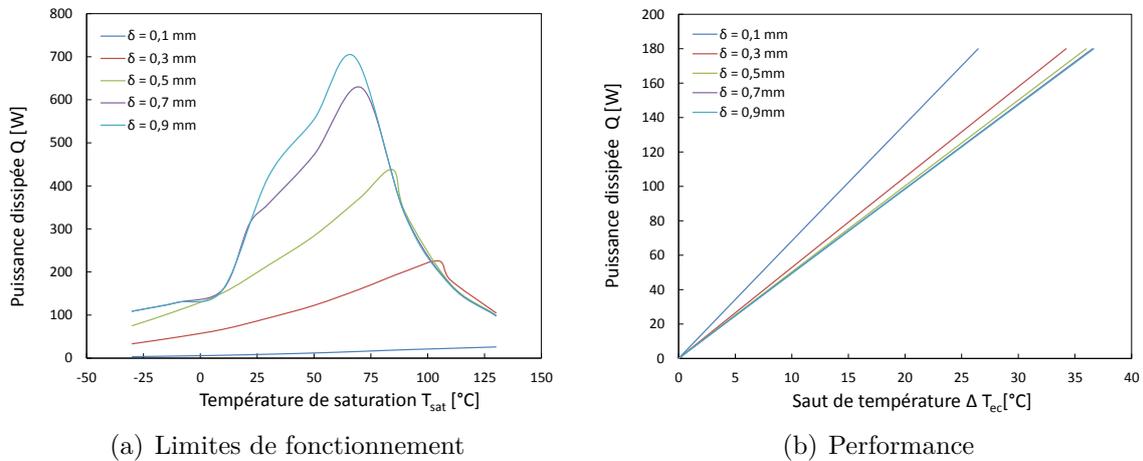


Figure III.11 – Influence de la profondeur de rainure sur la performance et les limites de fonctionnement d'un caloduc à rainures axiales fonctionnant à l'éthanol

Pour de faibles valeurs de la profondeur de rainure, la performance du caloduc est impactée. Au-delà d'un certain seuil ($\delta = 0.3\text{mm}$), elle a peu d'impact sur la performance (Fig. III.11(b)).

De même que pour la profondeur de rainure, l'augmentation de la largeur de rainure augmente globalement les limites de fonctionnement du caloduc (Fig. III.12(a)).

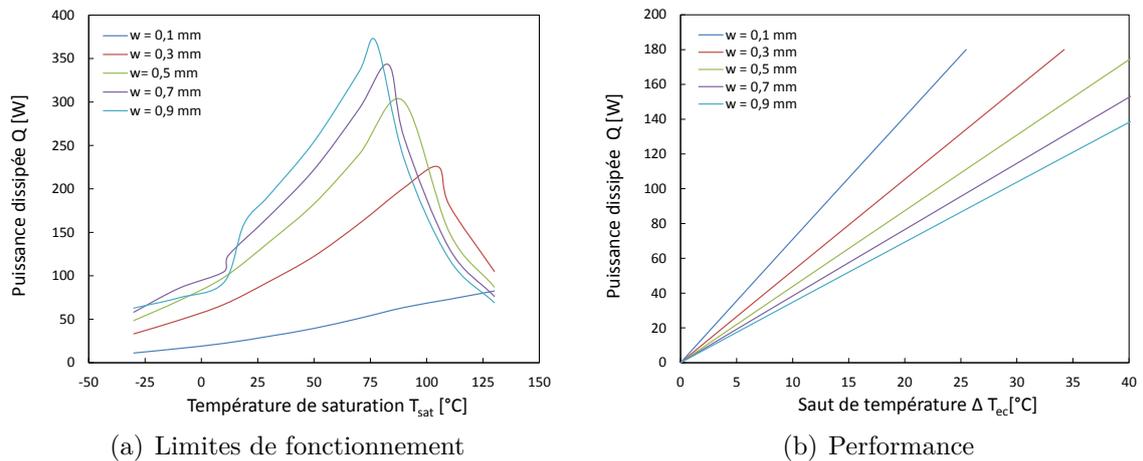


Figure III.12 – Influence de la largeur de rainure sur la performance et les limites de fonctionnement d'un caloduc à rainures axiales fonctionnant à l'éthanol

Pour les faibles largeurs, la limite capillaire domine du fait de sa forte dépendance envers la largeur de rainure. En augmentant encore plus la largeur de rainure (0.3-0.5 mm), la limite d'ébullition apparaît et elle diminue avec l'augmentation de la largeur de rainure.

Cela est dû à la diminution de la conductivité thermique effective du réseau de rainures consécutive à l'augmentation de la part de la conductivité thermique du liquide dans celle-ci. Lorsque les largeurs sont trop importantes (au-delà de 0.7 mm), l'exposition du liquide à l'écoulement vapeur est important, ce qui fait apparaître la limite d'entraînement. Celle-ci dépend fortement de la largeur de rainure à travers le facteur "z", qui vaut deux fois la largeur de rainure dans le cas des réseaux capillaires à rainures axiales rectangulaires.

La performance du caloduc est inversement proportionnelle à l'augmentation de la largeur de rainure (Fig. III.12(b)). L'explication est identique à celle de l'influence sur la limite d'ébullition, citée plus haut.

La largeur des ailettes entre deux rainures est le dernier paramètre géométrique influant sur les limites de fonctionnement des caloducs à réseau capillaire de rainures rectangulaires axiales. La limite d'ébullition est la seule limite influencée par la largeur d'ailette à travers la conductivité effective du réseau " k_q ". Cette dernière étant inversement proportionnelle à la largeur de rainure fait en sorte la diminution de limite d'ébullition (Fig. III.13(a)).

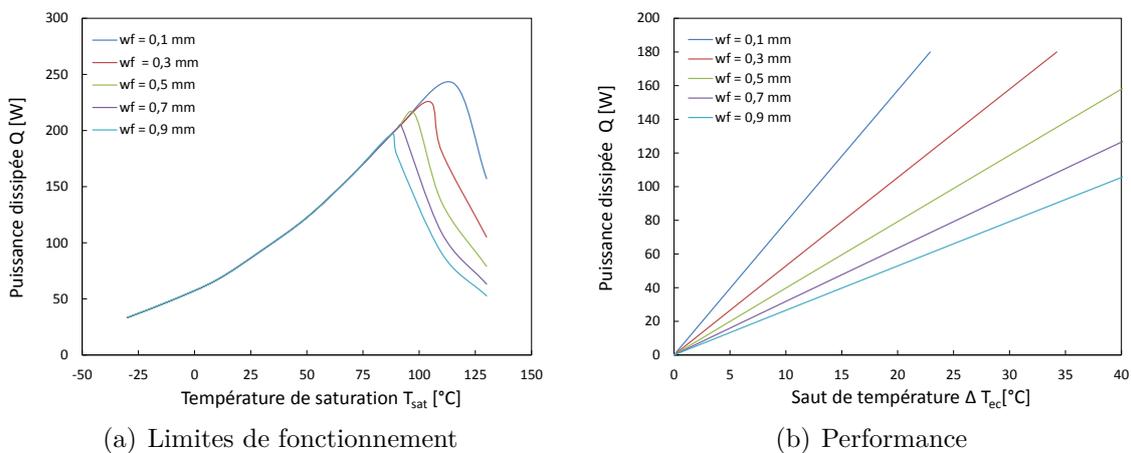


Figure III.13 – Influence de la largeur d'ailette sur la performance et les limites de fonctionnement d'un caloduc à rainures axiales fonctionnant à l'éthanol

De même que pour l'impact de la variation de la largeur de rainure sur les performances du caloduc, l'augmentation de la largeur d'ailette fait chuter les performances du caloduc (Fig. III.13(b)). Cela est dû, notamment, à la chute de la conductivité thermique effective du réseau capillaire, elle-même inversement proportionnelle à la taille des ailettes.

3.4 Calcul d'optimum

Le fait d'avoir déterminé l'influence des différents paramètres caractéristiques des réseaux capillaires sur les limites de fonctionnement est, certes, intéressant. Toutefois, l'intérêt de l'utilisation des caloducs est de dissiper la plus grande puissance possible avec le plus faible saut de température tout en respectant les limites de fonctionnement. La plupart des paramètres géométriques étudiés influencent la performance et les limites de fonctionnement dans des sens inverses ; le paramètre géométrique du caloduc qui augmente les limites de fonctionnement fait baisser la performance du caloduc. Il s'agit, donc, de trouver un optimum qui concilie le non dépassement des limites de fonctionnement et la satisfaction des performances thermiques recherchées du caloduc.

Pour définir les limites du problème, supposons que l'on dimensionne un système de refroidissement basé sur une technologie de caloduc à réseau capillaire. En tenant le même raisonnement que dans la partie §.2 de ce chapitre, on définit, dans le détail, l'ensemble des dimensions et des composants (matériaux) du système et donc l'intégralité de la chaîne thermique entre la source chaude et la source froide. Nous connaissons préalablement la puissance à dissiper et la température de la source froide (Fig. III.14). La seule question restant en suspens est : comment obtenir la performance thermique recherchée (le saut de température) du caloduc tout en restant en dessous des limites de fonctionnement ?

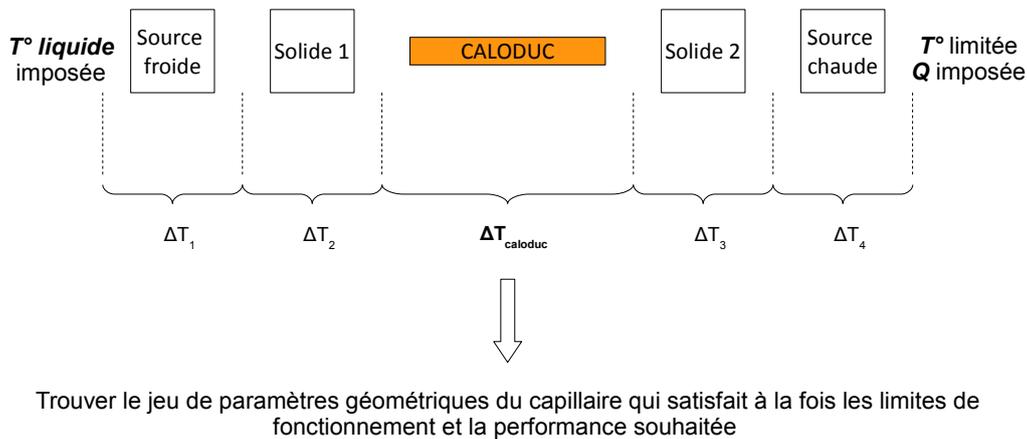


Figure III.14 – Chaîne thermique d'un système à caloduc

Le problème est résolu d'une manière assez simple. Pour un réseau capillaire donné, on fait varier tous les paramètres caractéristiques du réseau. Pour chaque combinaison de paramètres, on obtient une limite de fonctionnement (la plus basse des limites) et une puissance dissipée qui correspondent au saut de température imposé. Si, dans un cas donné, la limite de fonctionnement est égale à la puissance dissipée, sa valeur est

stockée telle quelle dans une matrice. Si la limite est différente de la puissance dissipée, on stocke la valeur zéro dans la matrice. Enfin, nous recherchons le maximum de la matrice ainsi constituée. La valeur de ce maximum correspond à la puissance maximale qui peut être extraite d'une source chaude grâce à un caloduc au type de réseau capillaire bien précis, faisant intervenir un fluide de travail bien précis. Si la puissance à dissiper pour l'application considérée est supérieure à celle trouvée par le calcul précédent, cela signifie que le réseau et/ou le fluide de travail choisis ne correspondent pas, et que l'on doit revoir ces deux paramètres.

Nous verrons comment se comporte l'optimum de puissance dissipée selon le type de réseau, le fluide de travail et la température de service.

3.4.1 Caloduc à réseau poreux de poudre frittée

Sans surprise, l'optimum performance/limites de fonctionnement est plus important en utilisant de l'eau pure comme fluide de travail que de l'éthanol. Cela est dû au fait que le nombre de mérite de l'eau pure est plus élevé que celui de l'éthanol.

La figure III.15 illustre l'impact de la température de la source froide (surface du condenseur- Fig. III.14) sur l'optimum performance/limites de fonctionnement. Il semble qu'il n'y ait pas vraiment de tendance concernant la variation de l'optimum en fonction de la température du condenseur, du moins concernant les réseaux capillaires poreux, que l'on utilise de l'eau ou de l'éthanol.

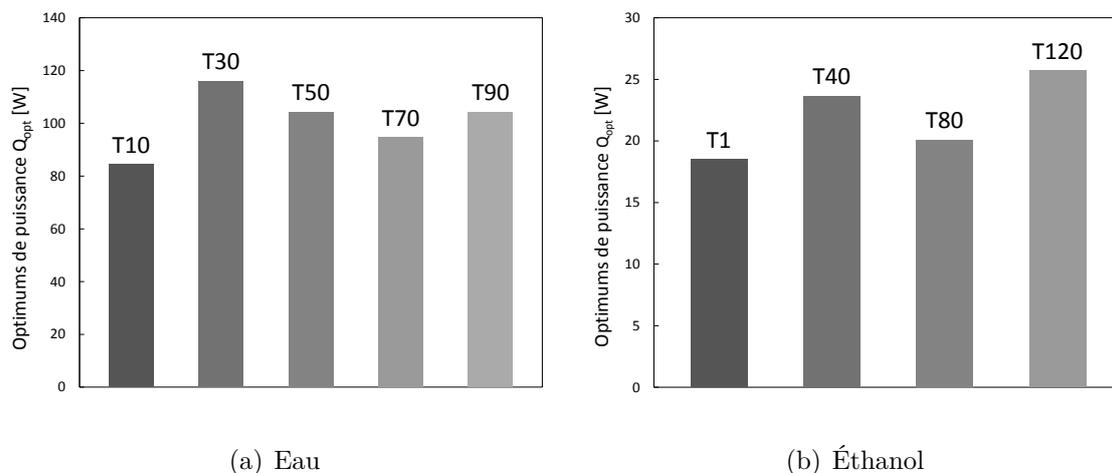


Figure III.15 – Variation de l'optimum selon la température d'utilisation (réseau poreux, $\Delta T(cond/évap) = 15^\circ C$)

3.4.2 Caloduc à rainures rectangulaires axiales

Tout comme pour le réseau capillaire poreux, les optimums obtenus pour le réseau de rainures selon la température du condenseur sont plus importants dans le cas de l'eau que dans le cas de l'éthanol (Fig. III.16). De même que précédemment, cela est dû au nombre de mérite élevé de l'eau.

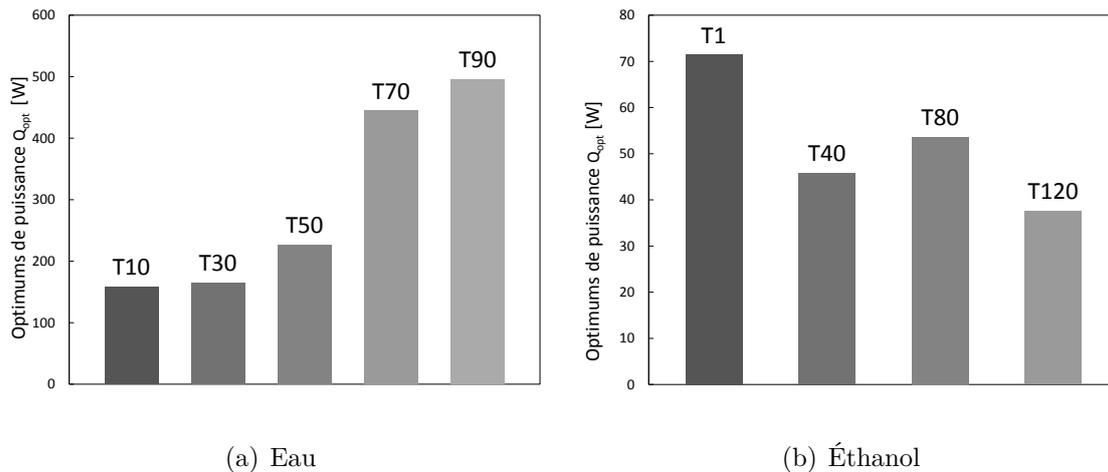


Figure III.16 – Variation de l'optimum suivant la température d'utilisation (réseau de rainures rectangulaires, $\Delta T(cond/evap) = 15^\circ C$)

Il semblerait que la valeur de l'optimum performance/limite de fonctionnement augmente avec la température du condenseur pour le cas de l'eau. Pour le cas de l'éthanol, la tendance globale est à la chute hormis quelques exceptions (Fig. III.16).

3.5 Impact de l'utilisation des nanofluides dans les caloducs

Lors de l'analyse de la littérature relative aux caloducs, nous avons répertorié un certain nombre d'études portant sur l'utilisation des nanofluides en tant que fluide de travail dans les caloducs. Tsai et al. [74] ont mené une étude expérimentale comparative sur un caloduc cylindrique en jouant sur le fluide de travail. Ils ont relevé que la résistance thermique du caloduc à base d'un nanofluide constitué d'eau et de nanoparticules d'or était inférieure de 37% par rapport au même caloduc à eau distillée. Saidur et al. [75] ont testé des caloducs pulsés ou oscillants avec et sans nanofluides. Ils ont observé des performances thermique plus élevées dans le cas du caloduc à nanofluides. Ils ont observé une augmentation significative de la conductivité thermique du nanofluide (passant de 0.6 $W/m.K$ à 1 $W/m.K$). Ils ont en conclu que l'augmentation de la conductivité thermique

du fluide de travail est la principale cause de l'amélioration des performances du caloduc. Alizad et al. [76] ont construit un modèle analytique de caloduc. Ils ont remarqué qu'en changeant le fluide de travail (eau par eau+CuO) on peut gagner jusqu'à 5% sur la température de l'évaporateur du caloduc. L'intérêt de l'utilisation des nanofluides dans les caloducs, au-delà de la diminution de la résistance thermique, est la réduction de l'encombrement de ces derniers pour la même performance thermique .

Nous allons montrer l'impact de l'utilisation des nanofluides sur les limites de fonctionnement du caloduc ainsi que sur sa performance thermique. La performance thermique du caloduc est exprimée à travers le saut de températures aux bornes du caloduc (entre l'évaporateur et le condenseur). Nous verrons également l'impact des nanofluides sur le nombre de mérite.

3.5.1 Adaptation du modèle

Pour étudier l'impact de l'utilisation des nanofluides sur les caloducs, des modifications sont nécessaires dans le code de calcul (essentiellement les propriétés thermophysiques). La conductivité thermique effective du liquide, sa masse volumique, sa chaleur massique et sa viscosité dynamique sont affectées par l'insertion de nanoparticules (partie §.4.3.1, Chapitre I). Ce qui affecte à son tour l'intégralité du modèle de calcul développé. En pratique, il suffit de changer les propriétés du fluide de travail selon des modèles établis et éprouvés disponibles dans la littérature.

3.5.1.1 Modification de la masse volumique et de la chaleur massique

La masse volumique et la chaleur massique des nanofluides est bien prédite par des lois classiques de mélange (partie §.4.3.1, Chapitre I).

Alizad et al. [76] ainsi que Shafahi et al. [77], pour des caloducs à réseau capillaire poreux, utilisent les même modèles que Do et al. [78] ainsi que Khanafer et al. [79] pour des caloducs à réseau capillaire de rainures

$$\rho_{nf} = (1 - \phi) \rho_l + \phi \rho_s \quad (\text{III.34})$$

$$C_{p,nf} = \frac{1}{\rho_{nf}} \left[(1 - \phi) \rho_l C_{p,l} + \phi \rho_s C_{p,s} \right] \quad (\text{III.35})$$

3.5.1.2 Modification de la viscosité dynamique

Nous avons utilisé le modèle d'Einstein pour calculer la viscosité dynamique du nanofluide étudié

$$\mu_{nf} = (1 + 2.5\phi) \mu_l \quad (\text{III.36})$$

3.5.1.3 Modification de la conductivité thermique

Pour modéliser la conductivité thermique du nanofluide, nous nous sommes basés également sur les études d'Alizad et al. [76], de Shafahi et al. [77], de Do et al. [78] et de Khanafer et al. [79]. Tous ont utilisé le modèle de Maxwell pour évaluer la conductivité thermique du nanofluide.

$$k_{nf} = k_l \frac{k_s + 2k_l + 2\phi(k_s - k_l)}{k_s + 2k_l - \phi(k_s - k_l)} \quad (\text{III.37})$$

Nous n'avons pas trouvé de modèle permettant d'évaluer l'impact de l'insertion de nanoparticules sur les autres propriétés thermophysiques du liquide, notamment la tension de surface et la chaleur latente. Il semblerait que la phase vapeur ne soit pas du tout affectée par les nanoparticules.

Pour plus de détails sur la modélisation de la conductivité thermique des nanofluides et du reste des propriétés thermophysiques, nous invitons le lecteur à consulter les travaux de Maouassi [80].

3.5.2 Impact sur la performance

La performance du caloduc est jugée par la différence de température entre le milieu de son évaporateur et le milieu de son condenseur. Plus la différence de température est basse, plus le caloduc est performant. L'ajout de nanoparticules augmente la performance du caloduc quel que soit le type de réseau capillaire utilisé (Fig. III.17). Plus la concentration en nanoparticules est grande, plus le saut de température est faible. Cette augmentation de la performance est liée à l'augmentation de la conductivité effective du milieu poreux due à l'insertion des nanoparticules de cuivre.

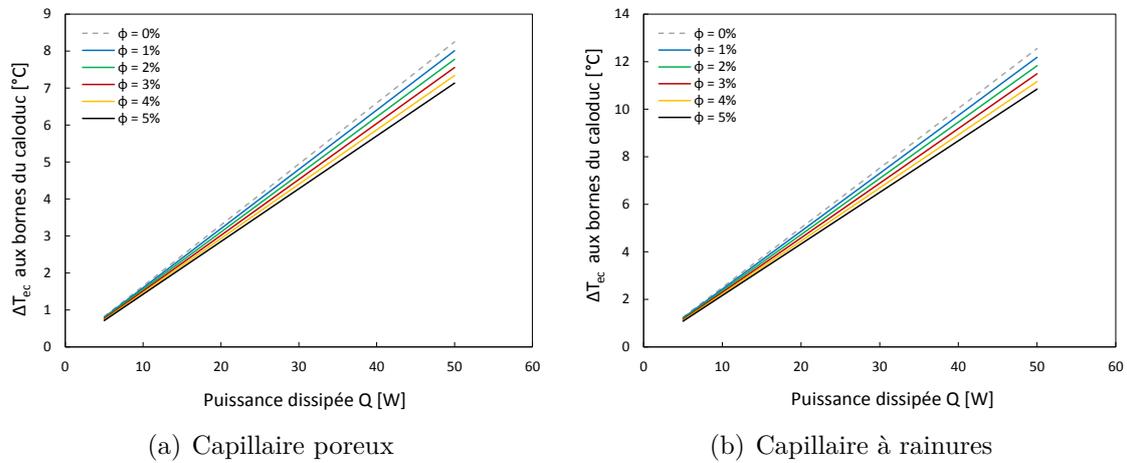


Figure III.17 – Influence de la charge en nanoparticules de cuivre dans l'éthanol sur les performances d'un caloduc

3.5.3 Impact sur les limites de fonctionnement

L'effet de l'ajout de nanoparticules sur les limites de fonctionnement est également positif. La cloche des limites de fonctionnement s'élargit au fur et à mesure que la concentration en nanoparticules de cuivre augmente. La partie droite de la cloche faisant intervenir la limite d'ébullition est faiblement affectée par l'augmentation de la conductivité thermique et de la masse volumique du liquide de travail.

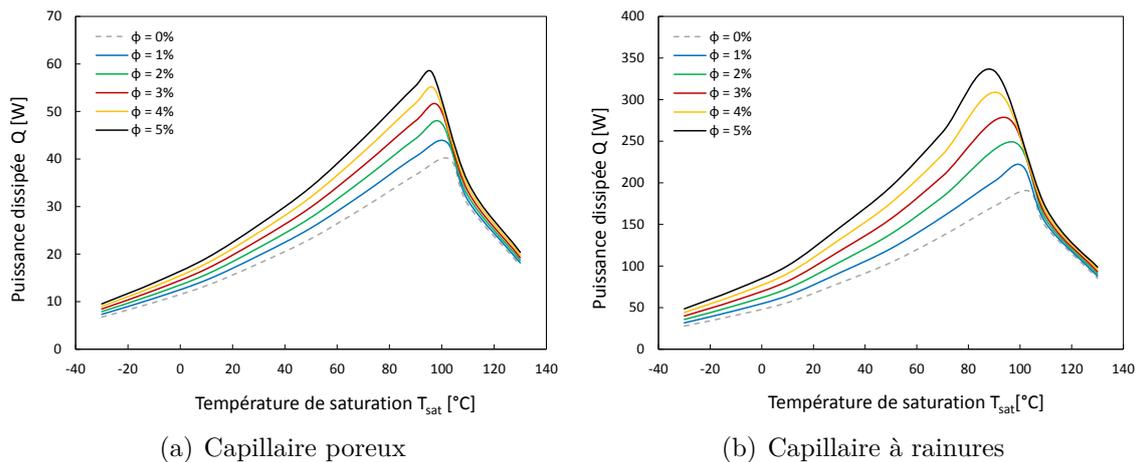


Figure III.18 – Influence de la charge en nanoparticules de cuivre dans l'éthanol sur les limites de fonctionnement d'un caloduc

La partie gauche de la courbe concerne la limite capillaire. Quel que soit le type de

réseau capillaire étudié, l'ajout de nanoparticules augmente globalement la limite capillaire. Cependant, l'effet des nanoparticules se fait plus ressentir dans le cas du réseau de rainures. La limite capillaire dépend fortement de la viscosité et de la masse volumique et elle est proportionnelle à la masse volumique et inversement proportionnelle à la viscosité dynamique. L'augmentation de la masse volumique affecte davantage la limite capillaire que l'augmentation de la viscosité.

3.5.4 Impact sur le nombre de mérite

Le nombre de mérite permet de savoir, rapidement, s'il est intéressant d'utiliser un fluide donné en tant que fluide de travail dans un caloduc (partie §.2.3 de ce chapitre). Plus il est élevé, plus le caloduc est performant.

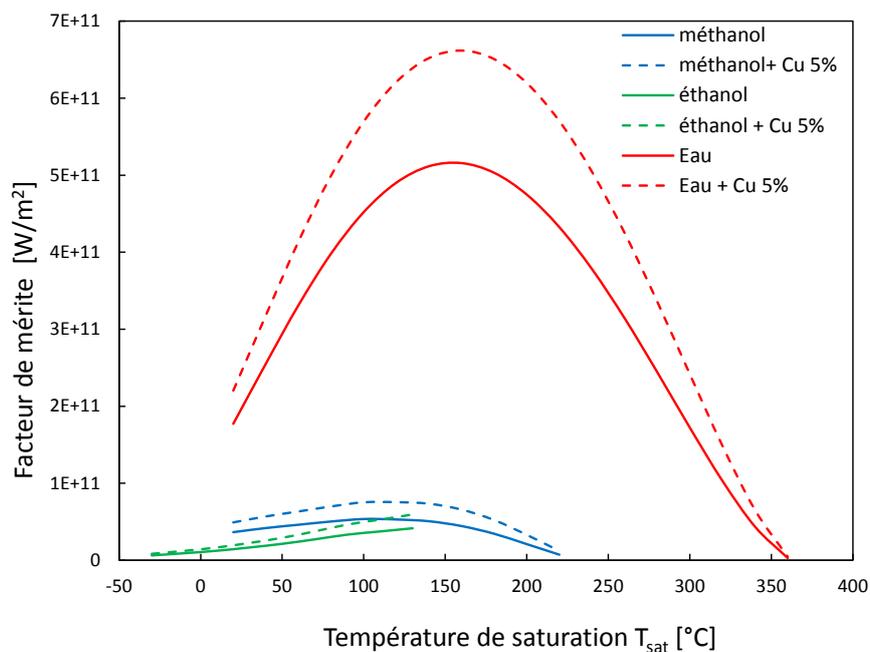


Figure III.19 – Impact de l'utilisation des nanofluides sur le nombre de mérite

L'ajout de nanoparticules de cuivre augmente le nombre de mérite jusqu'à 20% pour des concentrations de l'ordre de 5%. La même tendance est observée indépendamment du liquide de base : eau, éthanol ou méthanol.

4 Partie expérimentale

4.1 Descriptif et but des essais

Dans ce qui suit, sur la base de l'algorithme défini dans la partie §.2 de ce chapitre, nous décrivons la démarche de dimensionnement d'un dissipateur thermique capable de transférer des calories d'un point "A" (source chaude) vers un point "B" (source froide), avec la plus faible différence de température possible. Le dissipateur doit être le plus simple et le plus efficace possible de par le saut de température entre la source froide et la source chaude. Le dissipateur de chaleur conçu est destiné à refroidir des composants électroniques à forte densité thermique. Les résultats des essais réalisés sur le dissipateur à caloducs sont comparés à nos prédictions initiales issues du modèle.

La démarche suivie et le démonstrateur réalisé peuvent être adaptés à n'importe quel système de refroidissement faisant intervenir une technologie de caloducs à pompe capillaire.

4.2 Conception du dissipateur thermique à caloducs

Le nombre de paramètres à prendre en compte pour définir le dissipateur à caloducs étant important (composants électroniques), nous avons simplifié le problème en imposant le cahier des charges suivant :

- a. deux sources chaudes (CPU) sont disposées sur une carte. Le choix des processeurs en tant que composants chauffants est logique du fait de leur haute densité thermique (près de 10 W/cm^2).
- b. pour le type de serveur étudié, chaque processeur dissipe 130 Watts avec une température limite de 80°C en surface de capot.
- c. la distance rectiligne maximale entre le centre d'un processeur et la zone froide est de 406 mm .
- d. compte tenu de l'encombrement du serveur informatique (1U), l'épaisseur du dissipateur ne doit pas dépasser 18 mm .
- e. la surface de la source chaude correspond à la surface du processeur soit $35 \times 43 \text{ mm}^2$.
- f. la surface maximale à l'arrière du dissipateur commun aux deux processeurs thermiques est de $290 \times 18 \text{ mm}^2$.
- g. la température d'eau client (source froide) imposée est de 40°C .

h. le dissipateur à caloducs doit pouvoir coulisser et se mettre en contact avec la source froide.

A partir de ce cahier des charges, nous avons conçu, sous un logiciel de CAO, une première maquette du dissipateur thermique à caloducs. Après plusieurs échanges avec les usineurs sur la faisabilité d'une partie de la maquette, nous avons abouti à la maquette présentée au niveau de la figure III.20.

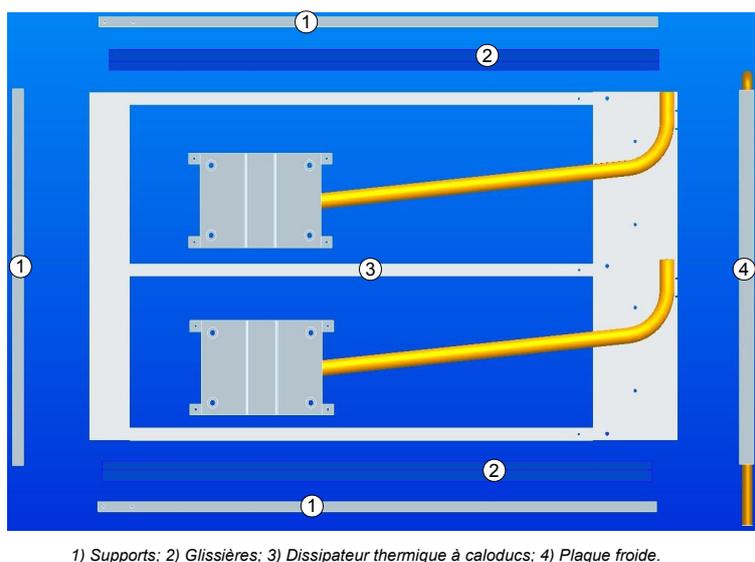
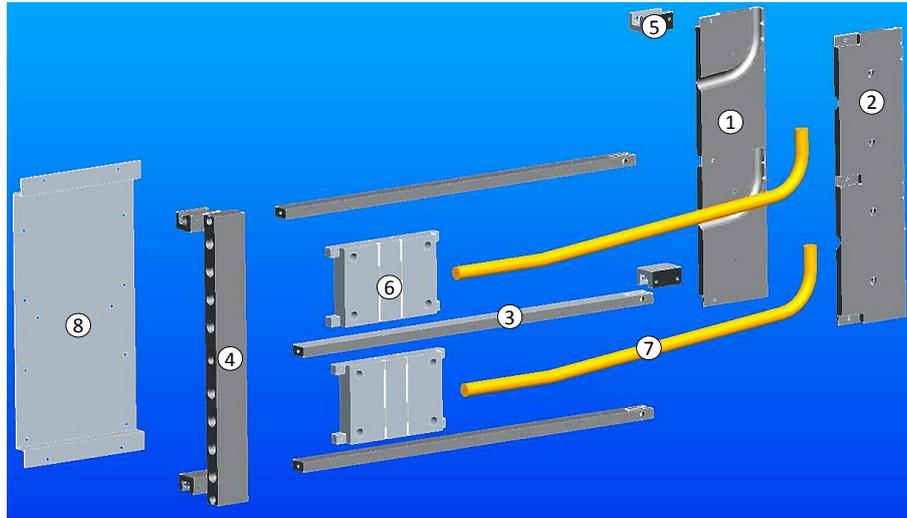


Figure III.20 – Maquette du dissipateur thermique à caloducs étudié

La maquette de la figure III.20 comporte trois parties distinctes : le dissipateur thermique ③ contenant les caloducs, les supports ① et les glissières ② permettant le coulisser du dissipateur et la plaque froide ④ servant de puits de chaleur. Le dissipateur à caloducs ③ est libre de coulisser sur les glissières ② montées sur les supports ①. Des ressorts de pression permettent d'exercer la force voulue pour le contact entre le dissipateur ③ et la plaque froide ④



1) Bloc condenseur (partie 1); 2) Bloc condenseur (partie 2); 3) Traverses ; 4) Support arrière (logement des ressorts de pression); 5) Coulisseaux; 6) Bloc évaporateur; 7) Caloduc; 8) Support des blocs évaporateur

Figure III.21 – Vue éclatée du dissipateur thermique à caloducs étudié

Les composants du dissipateur thermique à caloduc ainsi que leurs fonctions sont détaillés au niveau de la figure III.21 et ci-après :

- ① Partie « 1 » du bloc condenseur
- ② Partie « 2 » du bloc condenseur
- ③ Supports (x3)
- ④ Support avant : pour le placement des ressorts de pression
- ⑤ Coulisseaux : permettant le déplacement du dissipateur dans le support (x4)
- ⑥ Blocs évaporateur sur lesquels sont montés les processeurs thermiques (x2)
- ⑦ Caloducs (x2).
- ⑧ Support des blocs évaporateur

Le détail dimensionnel des deux caloducs du dissipateur thermique est donné au niveau de la figure III.22 ci-dessous.

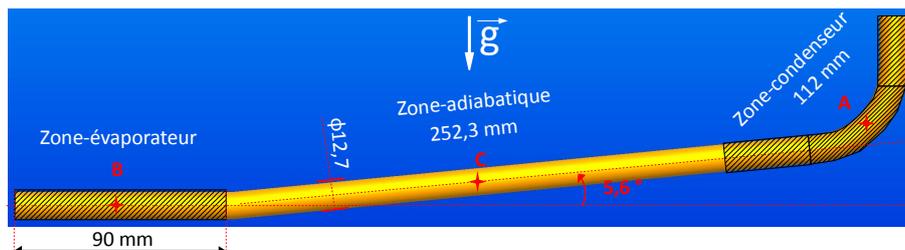


Figure III.22 – Détails dimensionnels des caloducs

La chaleur générée par les processeurs thermiques traverse l'évaporateur ⑥, les caloducs ⑦, le deux parties du bloc condenseur ①②, la zone de contact, et enfin passe dans le liquide caloporteur circulant dans la plaque froide (Fig. III.21).

4.3 Pré-étude théorique du dissipateur thermique à caloducs

Après avoir défini le cahier des charges et fixé la géométrie du dissipateur à caloduc, on reconstitue le chemin thermique entre la surface des processeurs et la source froide. Le but est de repérer les sauts de températures engendrés par les différents éléments du dissipateur à caloducs, ce qui permet de définir la performance attendue du caloduc (saut maximal de température admissible).

Le dissipateur thermique à caloducs est modélisé sous forme d'un circuit thermique (Fig. III.23) composé de la résistance thermique de chaque élément du dissipateur.

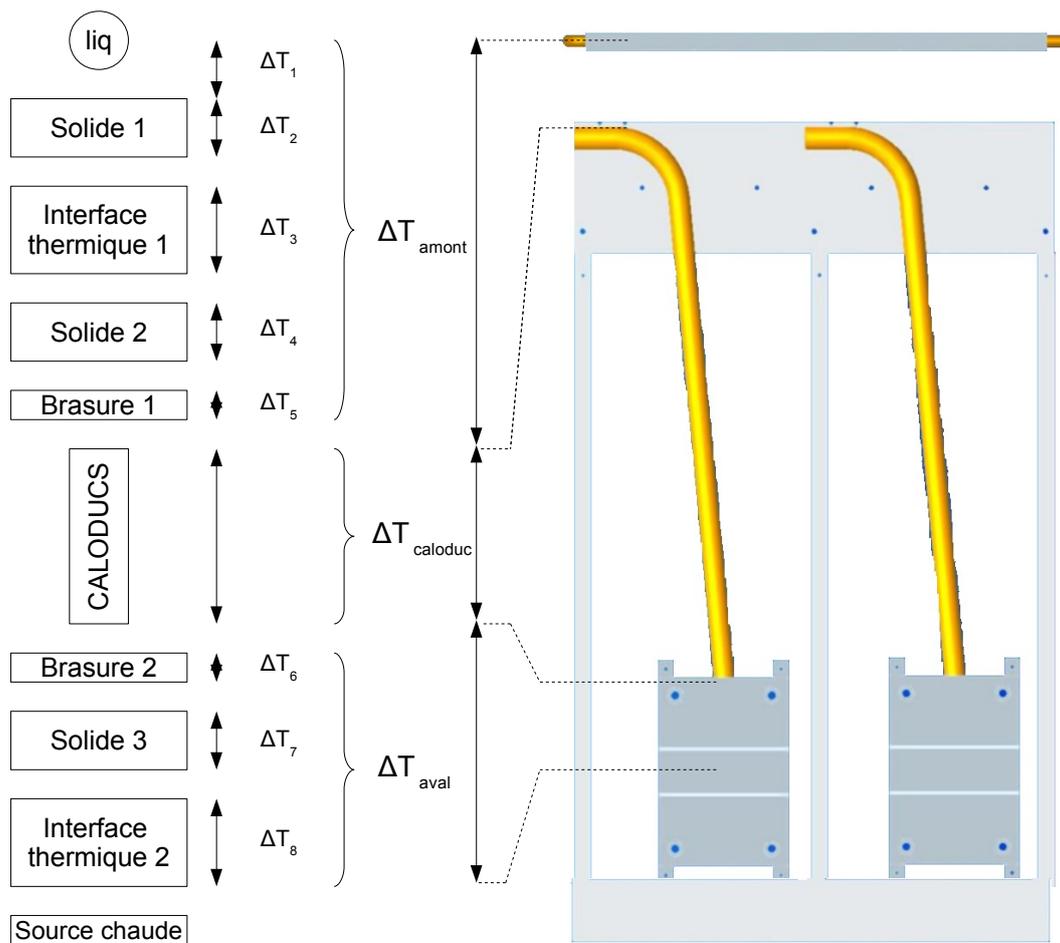


Figure III.23 – Chaîne thermique du dissipateur à caloducs étudié

L'évaluation de ces résistances thermiques (saut de température) par un simple calcul analytique (1D) est difficile vu la complexité de la géométrie étudiée. Nous avons donc utilisé un code de calcul thermique/fluidique (CFD) pour les évaluer (Fig. III.24). Le caloduc est modélisé par un matériau solide ayant, certes, une conductivité thermique importante mais, cependant, arbitraire. Ayant imposé la température d'eau (source froide) et connaissant la température limite de surface (80°C), conformément au cahier des charges, nous avons déterminé la performance attendue du caloduc. Connaissant le saut de température en amont " ΔT_{amont} " et en aval " ΔT_{aval} " du caloduc (Fig. III.23), le calcul montre qu'il faut au maximum un saut de température de 12°C à 130 W aux bornes du caloduc pour respecter le cahier des charges.

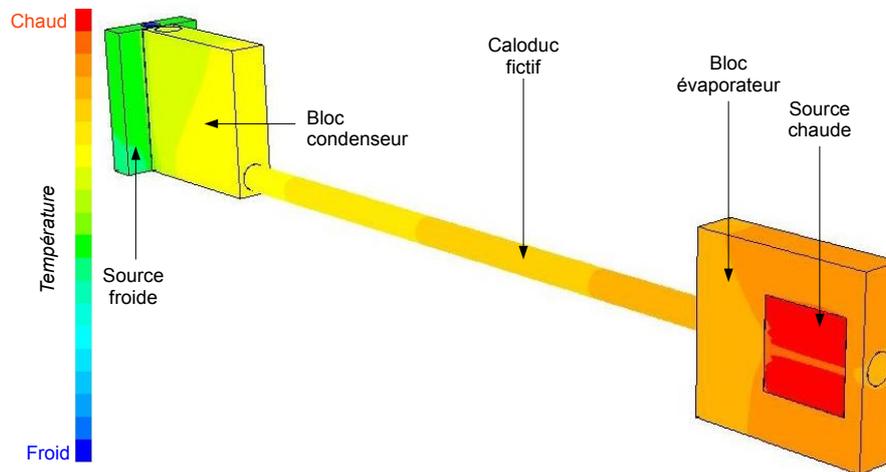


Figure III.24 – Simulation numérique de la chaîne thermique du dissipateur à caloducs étudié

Jusqu'à présent, nous avons conçu et évalué la performance du dissipateur à caloducs et , donc, du caloduc lui-même. Ayant les dimensions externes du caloduc (imposées par le cahier des charges) et sa performance attendue, il faudrait être capable de dire s'il est possible d'atteindre cette performance. Nous avons donc utilisé le code de calcul développé dans la partie §.3 de ce chapitre pour y répondre. En étudiant un caloduc en cuivre à réseau capillaire de type rainures axiales rectangulaires, fonctionnant à l'eau, il nous a paru possible d'atteindre la performance de 12°C pour une puissance dissipée de 130 W .

A partir de cette donnée, nous avons sollicité un fournisseur pour la fabrication de la maquette. Le fournisseur (*Atherm*) ne faisant que des caloducs à réseau capillaire d'ailettes axiales trapézoïdales quasi triangulaires a quand même été retenu pour nous fabriquer de la maquette.

4.4 Mise en œuvre du banc d'essai

La maquette du dissipateur à caloducs réalisée est instrumentée de 22 thermocouples ($\Delta T/T = 0.2\%$, $T [^{\circ}C]$) destinés aux mesures de température et de deux processeurs thermiques dont la puissance dissipée est ajustable afin d'assurer le bon flux thermique. La maquette est ensuite suffisamment isolée du milieu extérieur pour limiter les pertes thermiques (Fig. III.25).

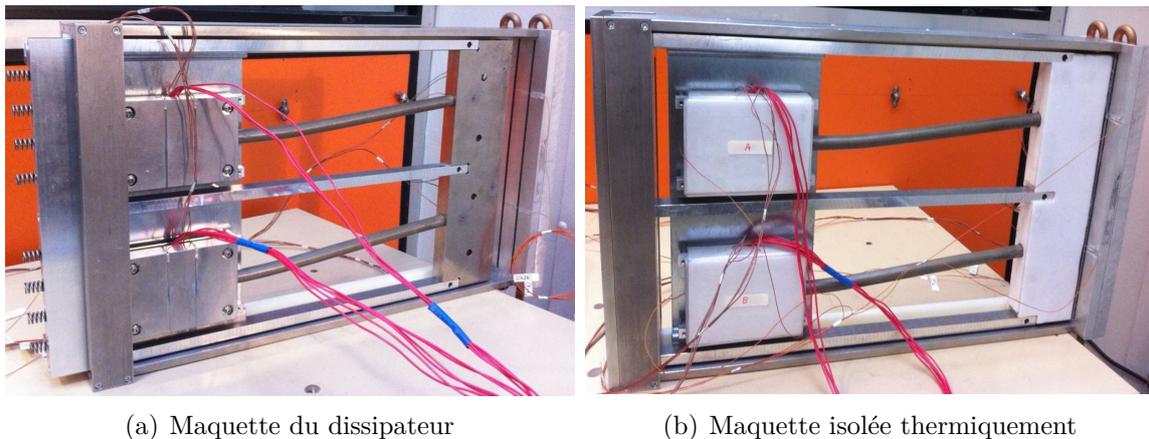


Figure III.25 – Vues de la maquette du dissipateur thermique à caloducs étudié

Une fois instrumenté et isolé, le dissipateur à caloduc est mis en contact avec la plaque froide grâce aux ressorts de pression. Le tout est inséré dans un circuit de refroidissement contenant les éléments décrits au niveau de la figure III.26 et ci-après :

- a. une machine frigorifique contrôlant la température d'entrée dans la plaque froide
- b. un échangeur de chaleur pour isoler le circuit de la machine frigorifique de celui du dissipateur
- c. une pompe volumétrique radiale pour véhiculer le liquide caloporteur circulant dans la plaque froide
- d. des vannes de régulation
- e. un débitmètre à rotor pour le contrôle du débit de circulation
- f. un datalogger pour les thermocouples
- g. deux générateurs de courant continu pour alimenter les processeurs thermiques

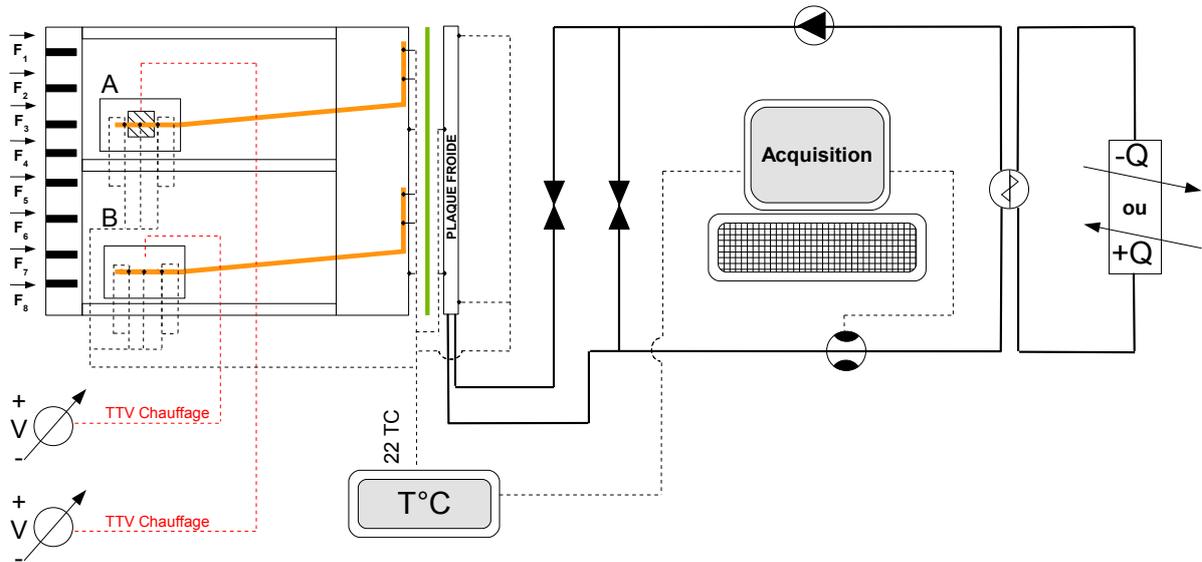


Figure III.26 – Schéma intégral du banc d'essai du dissipateur à caloducs

Le datalogger et le débitmètre sont liés à un ordinateur pour l'acquisition des données. Une fois que tout est installé, on suit le plan d'expérience défini ci-après :

1. allumer la pompe et régler le débit sur 1.5 l/min → contrôle des vannes et du capteur de débit.
2. chasser l'air du circuit → atteinte du régime permanent d'un point de vue hydraulique.
3. fixer la pression d'application → maintenir l'interface thermique (en vert sur le schéma de la figure III.26).
4. allumer la machine frigorifique et fixer la température d'eau.
5. régler la puissance à dissiper → contrôle des générateurs de courant.
6. atteinte du régime permanent d'un point de vue thermique → suivi des courbes de température.
7. relevé des températures → enregistrement dans un fichier.
8. répéter treize fois à partir de l'étape "5" , correspondant à treize valeurs de la puissance à dissiper (2.5 à 150 W).

Le débit de circulation fixé à 1.5 l/min est comparable au débit dans les plaques froides des serveurs *Bull* refroidis à eau. De plus, la pression à appliquer sur l'interface thermique entre le dissipateur et la plaque froide est déterminée en amont. Le cas de référence correspond à une température d'eau fixée à 40°C et une puissance dissipée par les processeurs de 130 Watts/CPU.

4.5 Résultats

Dans cette partie, nous présentons les résultats obtenus par rapport à la performance du dissipateur à caloducs. Puis nous confronterons les résultats issus du modèle de dimensionnement d'un caloduc à ceux obtenus par les mesures.

4.5.1 Performance du dissipateur à caloduc

La performance attendue du dissipateur n'est pas atteinte pour 130 W de puissance dissipée (Fig. III.27). La température de la source chaude dépasse les 80°C pour les deux caloducs au mieux, seulement de 3°C et au pire, de 8°C. Cette mauvaise performance est attribuée aux caloducs. En effet, les sauts de température prédits amont " ΔT_{amont} " et aval " ΔT_{aval} " (Fig. III.23) sont assez proches des prévisions faites par les simulations numériques. Par contre, le saut de température de 12°C aux bornes du caloduc, dont la faisabilité a été démontrée par le modèle du caloduc, est dépassé. Au mieux, le saut de température aux bornes du caloduc est de 19°C. Nous avons envisagé que la performance des caloducs montés sur le dissipateur peut différer des prévisions vu que le type de réseau capillaire n'est pas le même. Nous verrons dans la partie §.4.5.2 de ce chapitre qu'en actualisant le modèle par rapport au type de réseau capillaire, les prévisions sont assez conformes aux mesures.

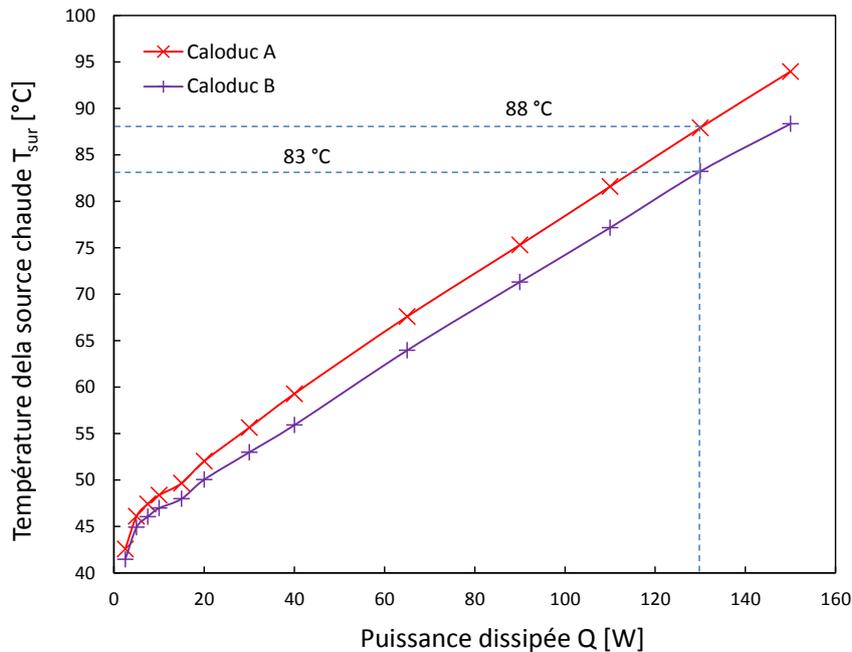


Figure III.27 – Évolution de la température de la source chaude en fonction de la puissance dissipée

L'autre point important est la différence de performance observée entre les deux caloducs (jusqu'à 5°C) malgré les mêmes conditions de fonctionnement, les mêmes températures de service et les mêmes puissances à dissiper. Au départ, nous avons soupçonné des erreurs de mesure. En fait, la principale raison de la différence de performance entre les deux caloducs est la variabilité de fabrication due à la précision des outils et processus d'usinage, ce qui a été confirmé en intégrant ce paramètre dans le modèle de dimensionnement du caloduc (voir partie §.4.5.2). De plus, le fabricant (*Atherm*) nous a communiqué les dimensions internes du caloduc (type de réseau capillaire et caractéristiques géométriques).

Enfin, la variation de la température de la source chaude avec la puissance est non linéaire pour des puissances dissipées inférieures à 20 W. Au-delà de cette valeur, le comportement est linéaire.

4.5.2 Confrontation du modèle aux résultats des mesures

Nous avons donc mis à jour le modèle de dimensionnement d'un caloduc en intégrant le bon réseau capillaire, c'est-à-dire un réseau de rainures trapézoïdales axiales. Le principal changement est opéré sur la conductivité thermique effective du réseau capillaire (Eqn. III.26, partie §.3.2.1.3). Ce changement a rapproché les mesures expérimentales des prédictions du modèle concernant la température de surface de l'évaporateur (Fig. III.28(a)). Cependant, les prédictions demeurent assez éloignées des mesures.

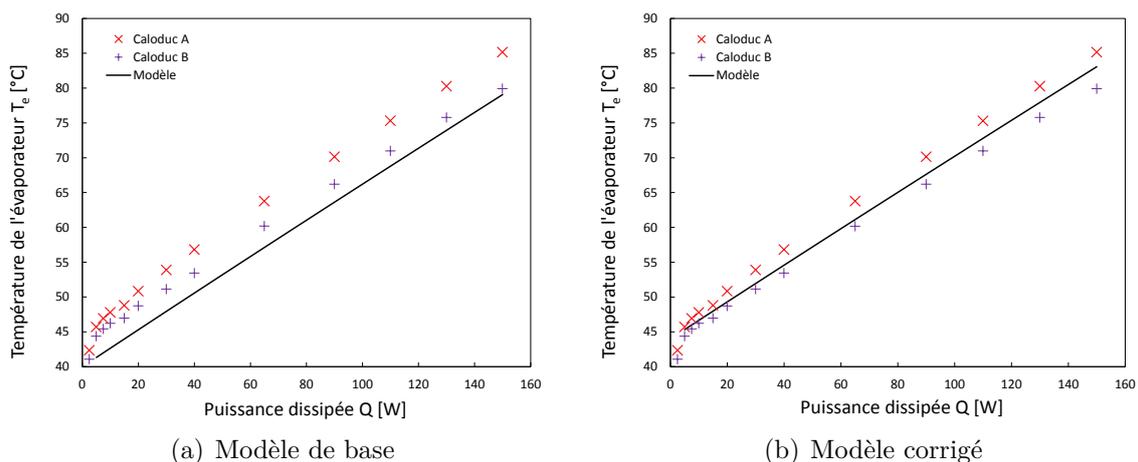


Figure III.28 – Prise en compte de la phase de démarrage du caloduc

Le modèle de dimensionnement du caloduc développé ne prend pas en compte les régimes de fonctionnement particuliers, ce qui fait que les températures varient d'une manière linéaire. Les températures mesurées sur les caloducs n'évoluent pas d'une manière linéaire pour les faibles puissances ($< 20 W$) ce qui n'est pas prévisible par notre modèle. Nous avons donc gardé la partie linéaire de la courbe d'évolution des températures et relevé les points d'intersection avec l'axe des abscisses. L'intersection se fait entre 44 et 45°C pour les deux caloducs (A et B). Le modèle a été, donc, corrigé d'environ 4°C (44/45-40°C). A la suite de cette correction, la courbe d'évolution de la température de l'évaporateur se déplace entre les deux courbes des caloducs A et B (Fig. III.28(b)).

Le comportement non linéaire des caloducs pour les faibles puissances ($< 20 W$) expliquerait le décalage entre les mesures et les prédictions du modèle. Toutefois, cela n'explique pas les différences de performance entre les caloducs A et B avec le modèle. La variabilité de fabrication (tolérance dimensionnelle) des caloducs pourrait être à l'origine de cette différence.

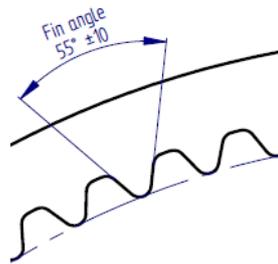


Figure III.29 – Tolérance sur l'angle des ailettes/rainures du réseau capillaire

Le fabricant des caloducs (*Atherm*) indique que l'angle des rainures (ou ailettes) peut varier de $\pm 10^\circ$. En intégrant cette donnée dans notre modèle, on remarque que la performance du caloduc possède, effectivement, une limite haute et une limite basse correspondant à la plage de tolérancement (Fig. III.29).

En intégrant toutes ces modifications dans notre modèle, on aboutit à la courbe présentée au niveau de la figure III.30. On constate bien que les prédictions sont assez fidèles aux mesures, particulièrement pour les grande puissances ($> 20 W$) et, dans une moindre mesure, pour les faibles puissances ($< 20 W$).

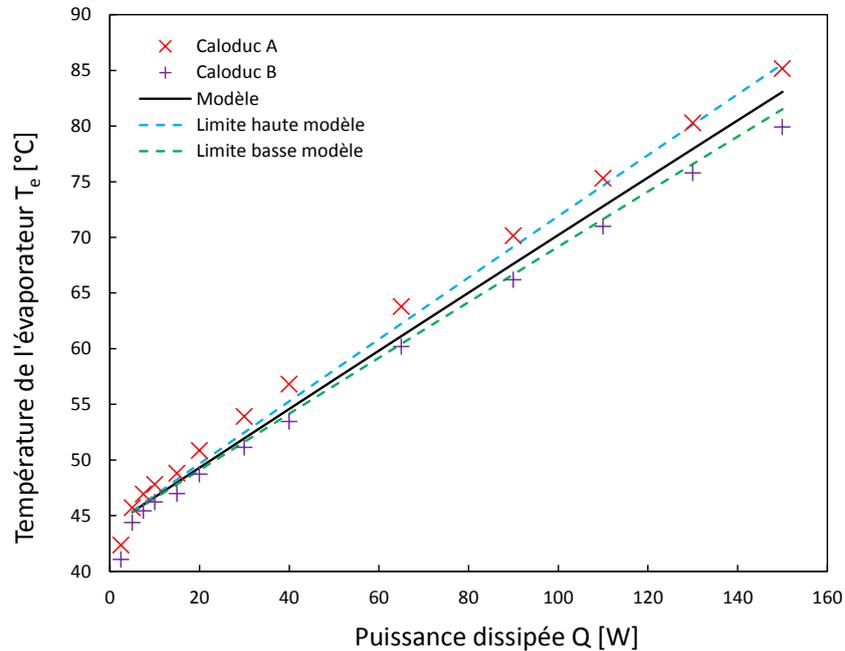


Figure III.30 – Évolution de la température de l'évaporateur en fonction de la puissance dissipée

5 Synthèse du Chapitre III

Dans ce chapitre, nous avons développé une méthodologie et un modèle thermohydraulique pour l'aide au dimensionnement des caloducs à réseaux capillaires cylindriques. Le modèle permet de connaître rapidement la performance thermique d'un caloduc, notamment le saut de température à ses bords et sa performance hydraulique en calculant les limites de fonctionnement. L'étude paramétrique sur l'impact des caractéristiques géométriques internes du caloduc (porosité, diamètre des pores, largeur et profondeur d'ailette,...) sur les limites de fonctionnement et la performance du caloduc, indique clairement que ces dernières y sont très sensibles.

Le fait que les limites de fonctionnement soient influencées par les caractéristiques géométriques internes du caloduc, généralement dans un sens opposé par rapport à la performance, nous pousse à définir une méthode d'optimisation qui concilie performance et limite de fonctionnement. Cette optimum dépendra de la température de service du caloduc. Cependant, aucune tendance ne se dégage par rapport à la variation de l'optimum en fonction de cette température. Pour un réseau capillaire et un fluide de travail donnés et en connaissant le budget de saut température alloué au caloduc, le calcul de l'optimum de puissance permet de faire directement le bon choix du jeu de paramètres géométriques

du réseau capillaire. Cela nous évite, ainsi, un long processus consistant à introduire des valeurs arbitraires jusqu'à satisfaction du critère de performance, s'il est possible, et des contraintes de fonctionnement. De plus, si la valeur de l'optimum de puissance est inférieure à la puissance que l'on veut dissiper on est sûr que le réseau et/ou le fluide de travail choisis ne correspondent pas. On revoit alors le choix initial selon la méthodologie définie dans la partie §.2.

Dans le but d'étudier l'impact de l'utilisation des nanofluides (fluide de travail) sur la performance et les limites de fonctionnement des caloducs à pompage capillaire, nous avons adapté le modèle développé en changeant les propriétés thermophysiques du fluide de travail. La performance thermique, le nombre de mérite et les limites de fonctionnement sont proportionnels à l'augmentation de la charge en nanoparticules (jusqu'à 5%).

La deuxième partie de ce chapitre a porté sur la conception d'un dissipateur à caloducs, en utilisant l'outil d'aide au dimensionnement des caloducs à pompage capillaire développé. Le dissipateur développé n'a pas atteint la performance voulue pour la température de service de 40°C. Les températures des sources chaudes (des processeurs thermiques) dépassent de 5°C, en moyenne, la température limite. Cependant, de sérieuses perspectives d'amélioration sont envisageables. Une fabrication plus soignée des caloducs permettrait de réduire les écarts de performance observés pour des caloducs théoriquement identiques. Les deux caloducs étudiés avaient jusqu'à 5°C d'écart. La substitution du réseau capillaire par un réseau plus efficace est également une piste prometteuse. Notons que si l'on baisse la température de service de 40°C à 30°C, les températures maximales des processeurs sont respectées.

Malgré leurs faibles densité thermique, les autres composants de la carte électronique doivent pouvoir être refroidis par le dissipateur à caloducs, ce qui n'est pas le cas. Vu les distances entre les composants électroniques et la source froide, l'utilisation de caloducs semble donc indispensable malgré la faible puissance dissipée. La question qui reste posée est : quel est le nombre de caloducs et quel est leur emplacement pour assurer le refroidissement intégral de la carte ?

Le modèle de calcul développé, pour sa partie thermique, correspond aux mesures expérimentales. Cependant, il faut corriger le modèle du fait du comportement non linéaire des caloducs pour les faibles puissances. Aussi, il faut valider la partie hydraulique du modèle concernant l'estimation des limites de fonctionnement.

Étude du refroidissement d'une carte électronique immergée dans un liquide à basse température de saturation

1 Introduction et but de l'étude

La mise en jeu du changement de phase lors d'un processus de refroidissement offre de loin les meilleures performances thermiques et les meilleurs rendements énergétiques. Cela est d'autant plus vrai que le processus est associé à un mécanisme convectif forcé. L'ébullition nucléée, en vase ou libre, s'inscrit dans la catégorie du refroidissement passif, direct et diphasique. Il s'agit d'immerger une source chaude à refroidir dans un liquide qui, sous l'effet de l'augmentation de la température de la paroi chauffée, change de phase en absorbant au passage la chaleur dissipée. De plus, le détachement des bulles de vapeur provoque un brassage intense offrant d'importants coefficients d'échange convectif.

L'utilisation d'une telle technique de refroidissement en électronique est assez ancienne. Dans les années 80 *Cray* et *ETA-Systems* ont développé des super-ordinateurs dont le contrôle thermique était assuré par une technique diphasique (*Cray-2* et de l'*ETA-10*) [81]. Cependant, le contrôle thermique diphasique des composants électroniques par immersion dans un fluide diélectrique n'a pas connu l'essor escompté. En effet, les techniques de refroidissement indirectes à air dans un premier temps et liquide dans un second temps, se sont vulgarisées. Avec l'augmentation des densités thermiques en électronique un retour au refroidissement diphasique est plus que probable.

En plus de l'intérêt évident du gain en performance, le contrôle thermique diphasique est simple à mettre en œuvre comparé aux techniques de refroidissement indirectes. En

effet, l'empilement d'éléments solides (interfaces thermiques, aluminium et cuivre) dans la chaîne thermique entre la source froide et l'élément chauffant (le composant) est de plus en plus complexe et coûteux économiquement et en résistance thermique.

Dans ce chapitre, nous détaillerons les essais réalisés sur un démonstrateur pour le refroidissement de composants électroniques par une technique diphasique directe. Le but du démonstrateur est d'étudier la performance de cette technique sur une application réelle. Nous testerons différents liquides diélectriques fournis par la société *3M* et *Solvay* à différentes températures de service. Nous proposerons également les moyens d'améliorer cette technique de refroidissement, notamment par l'utilisation de promoteur d'ébullition. Au moment de la rédaction de ce mémoire, nous n'avons réalisé les essais que sur un seul liquide diélectrique, le SES-36 de la société *Solvay*. Les promoteurs d'ébullition n'ont pas encore été testés.

Le démonstrateur réalisé est en accord avec les contraintes dimensionnelles et thermiques d'un serveur informatique *Bull*. Il est l'aboutissement d'une pré-étude numérique réalisée sous un code de CFD et des contraintes dimensionnelles citées précédemment. La première partie de ce chapitre aborde la méthodologie suivie pour aboutir au démonstrateur qui a servi aux essais expérimentaux.

2 Dimensionnement du démonstrateur

Dans cette partie, nous décrivons la démarche suivie pour la conception du démonstrateur qui a servi au test de performance de la technique de refroidissement par immersion de composants électroniques dans un liquide diélectrique. Sur la base de l'encombrement (contraintes dimensionnelles) des serveurs, nous avons défini un volume comprenant initialement les principales sources de puissance sur une carte électronique, c'est-à-dire, les processeurs, les barrettes mémoires et quelques composants particuliers. En nous basant sur l'étude bibliographique et théorique de la partie §.4.3.2.2.3 du Chapitre I, nous avons uniquement tenu compte des composants présentant des densités de puissance suffisantes pour déclencher le phénomène d'ébullition. Ainsi, seuls les CPU (flux thermique de l'ordre de 10 W/cm^2) sont retenus pour la conception du démonstrateur. Les barrettes mémoires, bien que de faible puissance, sont retenues également du fait de leur orientation verticale. D'un point de vue thermique et géométrique, la carte électronique étudiée présente deux plans de symétrie ce qui nous a amené à réduire considérablement la taille du démonstrateur. Il suffit d'étudier un quart de la carte électronique pour tirer des conclusions sur

l'ensemble de la carte. Finalement, ces contraintes et considérations font que le démonstrateur comporte un CPU et deux barrettes mémoires de chaque cotés (cf. Fig. IV.1).

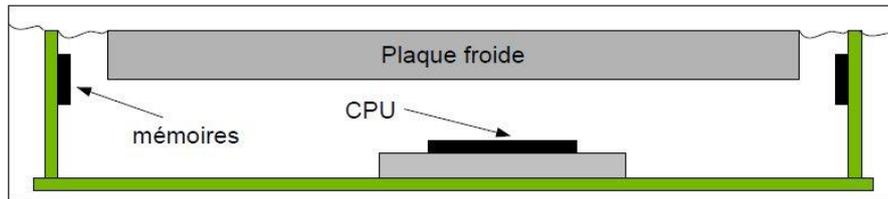


Figure IV.1 – Schéma du démonstrateur

Une fois la géométrie du démonstrateur déterminée, un outil d'aide à la décision (dimensionnement) numérique est utilisé. Le code de simulation CFD est utilisé pour se prononcer sur la performance et la faisabilité de la technique de refroidissement étudiée. La performance de cette technique de refroidissement, comme toute autre technique, réside dans la résistance thermique induite par le mécanisme de transfert de chaleur qui est l'ébullition nucléée dans notre cas. La faisabilité ou la pertinence d'une technique de refroidissement sous-entend le fonctionnement stable de tout le système thermique, c'est-à-dire la stabilisation de toutes les températures (source chaude, source froide et la chaîne thermique entre les deux).

2.1 Théorie et modélisation

La particularité du système de refroidissement de cette étude réside dans l'immersion directe et totale des composants chauffants des calculateurs (barre de mémoires, CPU, etc.) dans un liquide diélectrique. La chaleur transmise au liquide est ensuite dirigée vers un circuit secondaire, constitué d'une plaque froide (condenseur). Le système est représenté en figure IV.1.

A l'état initial (état de veille des composants), le liquide est à température de saturation. Le flux thermique présent à la surface des composants en fonctionnement induit une élévation de la température du liquide diélectrique, entraînant donc un changement de phase. La vapeur ainsi créée doit se condenser au contact du circuit secondaire. Le mouvement ascendant de la vapeur induit également une recirculation du liquide diélectrique. L'objectif consiste à atteindre un état d'équilibre évaporation-condensation.

Les inconnues recherchées sont alors la quantité de vapeur totale obtenue à l'équilibre, les températures d'équilibre aux niveaux des composants correspondant aux flux considérés, et enfin l'augmentation de la pression due à l'apparition de la vapeur.

Le fluide étudié est diélectrique (du type FC-72 de 3M ou SES36 de Solvay). Les températures de saturation de ce fluide sont assez basses à pression atmosphérique (entre 30 et 40°C) [82] et permettent son utilisation dans les calculateurs.

Deux composants électroniques principaux sont étudiés : le CPU et les barres mémoire. Les flux surfaciques de chaleur au niveau de ces composants sont respectivement estimés à 9 W/cm^2 et 0.56 W/cm^2 . Ces valeurs correspondent à une puissance de l'ordre de grandeur de 100 W pour le CPU et de l'unité pour les mémoires.

2.1.1 Modèles utilisés dans le code de calcul

Le code utilisé se base sur les équations de Navier-Stokes discrétisées suivant la méthode des volumes finis, et il est donc basé sur l'approximation des différentes intégrales des variables physiques dans chaque volume de contrôle. Les vitesses attendues dans ce problème sont faibles. Cependant, même dans ce cas, la turbulence peut jouer un rôle important comme dans la dispersion des bulles de vapeur. Le modèle standard RANS $k - \varepsilon$ a donc été utilisé pour traiter la turbulence en faisant intervenir une viscosité turbulente (partie §.2.1.1.4, Chapitre II).

Le changement de phase présent dans ce problème conduit au caractère diphasique de l'écoulement. De nombreuses méthodes numériques existent pour traiter ce genre d'écoulement, et sont présentes dans la plupart des logiciels commerciaux de CFD. Le choix de la méthode doit tenir compte la physique à modéliser, ainsi que du compromis entre précision et temps de calcul. Trois approches existent pour traiter les écoulements diphasiques : les méthodes lagrangiennes, les méthodes eulériennes et les méthodes de reconstruction d'interface (VOF).

Dans les méthodes lagrangiennes, les phases secondaires (bulle de vapeur dans notre cas) sont composées de particules dont les trajectoires sont obtenues à partir des équations de mouvement (forces appliquées en un point). Elles sont précises mais adaptées uniquement aux écoulements dispersés et très dilués. De tels écoulements ne sont pas attendus dans cette étude.

Les deux dernières méthodes sont donc applicables au problème présent. Bien que l'approche VOF requière plus de ressources de calcul (pour une approximation précise de l'interface), cette méthode reste plus générale. En effet, l'approche VOF ne nécessite pas de fixer la taille et la forme de la phase secondaire (toutes deux obtenues à partir de la tension de surface), contrairement aux méthodes eulériennes. La méthode VOF sera donc employée en priorité dans cette étude.

Dans le contexte des écoulements multiphasiques, la variable principale est la fraction volumique “ α ”, définissant le volume relatif de la phase présente dans chaque volume de contrôle. Avec l’approche VOF, l’interface est localisée grâce à la résolution d’une équation de continuité de la fraction volumique pour chaque phase “ q ” :

$$\frac{\partial \alpha_q \rho_q}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\alpha_q \rho_q \vec{u}_q) = S_{\alpha q} + \Sigma (\dot{m}_{pq} - \dot{m}_{qp}) \quad (\text{IV.1})$$

Les termes “ $S_{\alpha q}$ ” et “ \dot{m}_{pq} ” représentent respectivement une source de masse et un transfert de masse de la phase “ p ” à la phase “ q ”. Une fois ces équations résolues, la géométrie de l’interface est reconstruite par interpolation.

Le code de CFD utilisé propose un solveur multiphasique Euler-Euler, avec deux traitements possibles du changement de phase. Le premier tient compte de l’évaporation-condensation sur la base du modèle de Lee [83–85], tandis que le deuxième est un modèle plus complet et complexe tenant compte de la théorie de l’ébullition en paroi. Le modèle de Lee fait intervenir un coefficient “ r ” dépendant de nombreux paramètres dont la taille moyenne des bulles de gaz formées.

Le changement de phase n’est pas pris en compte dans l’approche VOF du code CFD utilisé, raison pour laquelle un nouveau modèle de transfert de masse et d’énergie est proposé dans la prochaine section de cette étude.

2.1.2 Modèle de changement de phase implémenté

Dans cette étude, nous avons envisagé une approche différente pour le traitement du changement de phase. Celui-ci est simplement basé sur un bilan d’énergie, tel établi par Deligant [86]. En cas d’absence du transfert de masse, le modèle fait correspondre l’énergie de sous-refroidissement (ou de sur-échauffement) à l’énergie libérée par le changement de phase. On obtient alors pour les masses transférées :

$$\begin{aligned} \text{Si } T > T_{sat}(\text{évaporation}) \quad m_g h_{lv} &= m_l C_{pl} (T - T_{sat}) \\ \text{Si } T < T_{sat}(\text{condensation}) \quad m_l h_{lv} &= m_g C_{pg} (T_{sat} - T) \end{aligned} \quad (\text{IV.2})$$

Puis, on fait l’hypothèse que le transfert des quantités de liquide ou de gaz, correspondant aux écarts de températures, est total et instantané. Ainsi, pendant un laps de temps “ Δt ”, le transfert de masse dans un élément de volume ayant subi une variation de

température “ $T_{sat} - T$ ” est le suivant :

$$\begin{aligned} \text{Si } T > T_{sat}(\text{évaporation}) \quad \dot{m}_g &= \alpha_l \rho_l C_{pl} (T - T_{sat}) / (h_{lv} \Delta t) \\ \text{Si } T < T_{sat}(\text{condensation}) \quad \dot{m}_l &= \alpha_g \rho_g C_{pg} (T_{sat} - T) / (h_{lv} \Delta t) \end{aligned} \quad (\text{IV.3})$$

Ce modèle est valide seulement si la masse est transférée dans un temps plus court ou égal au pas de temps. Les transferts de masse décrits dans l'équation IV.3 sont des transferts volumiques.

En dernier lieu, le transfert de masse s'accompagne d'un transfert d'énergie lié au changement de phase. Quel que soit le modèle considéré pour le transfert de masse, le transfert d'énergie s'écrit de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \text{Si } T > T_{sat}(\text{évaporation}) \quad \dot{\Gamma}_g &= \dot{m}_g h_{lv} \\ \text{Si } T < T_{sat}(\text{condensation}) \quad \dot{\Gamma}_l &= \dot{m}_l h_{lv} \end{aligned} \quad (\text{IV.4})$$

Dans un élément de volume, les modèles ainsi formulés respectent la condition de température égale à la valeur de saturation tant que toute la masse n'a pas été transférée. Le modèle est implémenté dans le code CFD sous la forme d'une UDF.

2.2 Simulations numériques et résultats

La plupart des écoulements diphasiques sont des écoulements instationnaires. Dans cette étude, le problème est fortement instationnaire et ce, au moins jusqu'à ce que l'état d'équilibre soit atteint. Afin de diminuer les temps de calcul et dans le but de simplifier le problème, les simulations ont d'abord été effectuées en 2D. Les maillages ont été obtenus à l'aide du logiciel *ANSYS Gambit*.

2.2.1 Géométrie et maillage

Les plans de face et de haut de la géométrie du système sont visibles en figure IV.2. La géométrie possède un plan de symétrie traversant le CPU en son milieu. Les simulations 3D ne prennent donc en compte qu'un demi-domaine seulement. Les simulations 2D sont effectuées dans le plan de symétrie (en adaptant la position des barres de mémoire pour les placer dans le plan).

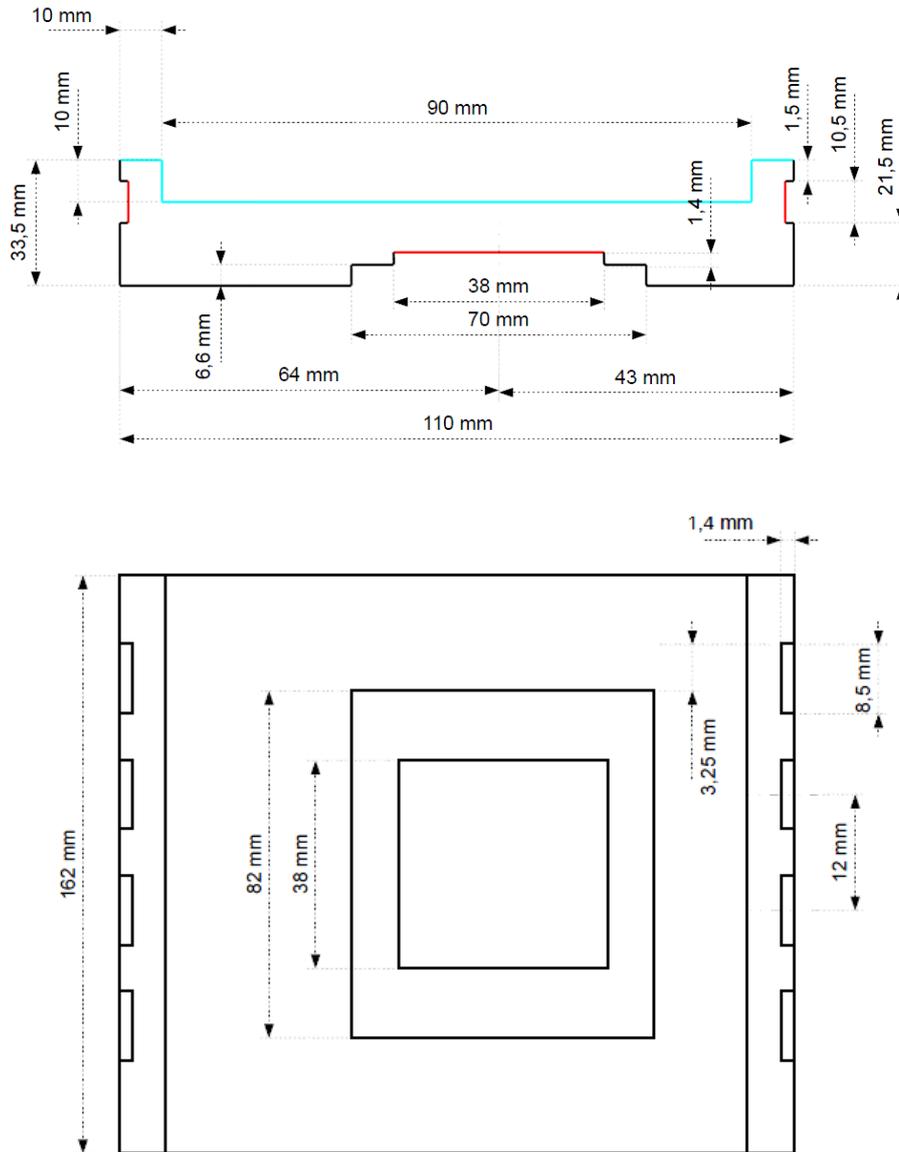


Figure IV.2 – Détails géométriques du démonstrateur

La relative simplicité de la géométrie, nous permet de faire des maillages composés d'éléments hexaédriques. Cette approche permet de diminuer la diffusion numérique. Plusieurs tailles de cellules envisagées pour une étude de dépendance au maillage. Aucune couche limite n'a été maillée en raison des faibles vitesses de l'écoulement.

2.2.2 Paramétrage numérique et CAL

Le système étudié est un système fermé. Toutes les faces de la géométrie sont donc modélisées comme des murs dans le code CFD (à l'exception du plan de symétrie en

3D). Concernant les conditions thermiques, le flux surfacique de chaleur est idéalement imposé pour les deux types de parois chauffantes. Tous les fluides sont considérés comme incompressibles. Dans tous les cas, les densités sont données sous forme de fonction polynomiale de la température. Ceci permet de prendre en compte la convection naturelle, et donc d'éviter des températures trop élevées pour les zones stagnantes, ainsi que d'améliorer la convergence du calcul. Plus généralement, les propriétés thermophysiques des fluides étudiés, le FC-72 de 3M, le SES36 de Solvay et l'eau pure, sont implémentées dans le code de calcul sous forme d'un polynôme dépendant de la température (partie §.2 et partie §.2.7, Annexe C). La gravité est évidemment prise en compte dans le solveur afin de traiter les forces de pesanteur, ainsi que la convection naturelle due aux variations de densités en fonction de la température.

Les équations de conservation sont résolues sur la base d'un algorithme PISO pour le couplage pression/vitesse, avec une approche instationnaire. Les schémas numériques choisis sont des schémas upwind du 2^{ème} ordre (sinon préciser). Les facteurs de sous-relaxation, ainsi que les cycles de relaxation, sont réduits afin de favoriser la convergence. Les facteurs de sous-relaxation sont alors fixés à 0.3 pour la pression et de 0.5 à 0.7 pour les autres variables. Le choix du pas de temps est délicat, et fait l'objet d'une étude de convergence. Le nombre standard de vingt itérations par pas de temps a été maintenu. Il a été vérifié que cette valeur permet une convergence correcte à chaque pas de temps dans ce problème.

En dernier lieu, ce système fermé est initialisé avec la présence unique du fluide sous sa forme liquide ($\alpha = 1$), à température de saturation et à pression atmosphérique.

2.2.3 Résultats

Afin d'assurer la convergence des calculs, l'ordre des schémas numérique est réduit au premier ordre. Les résultats des simulations montrent que les flux surfaciques imposés conduisent à des températures oscillantes non physiques trop élevées (plusieurs milliers de Kelvin) pour le CPU, et trop basses pour la plaque froide. A l'inverse, on retrouve logiquement des flux beaucoup trop faibles lorsque des températures théoriques pertinentes (20 K à 30 K au-dessus de la température de saturation pour le CPU) sont imposées aux parois.

Le code de calcul CFD montre ses limites pour le traitement de la convection naturelle (du moins pour les fluides de type FC-72) et pour celui du changement de phase. Le code CFD utilisé modélise la convection naturelle en proposant un coefficient d'échange dépendant de la vitesse. Les très faibles vitesses expliqueraient les températures élevées. De

plus, ce résultat prouve que les limitations du modèle de changement de phase constituent la cause principale de l'erreur du calcul de la température.

Afin de surmonter ces limitations, la section suivante décrit les résultats des simulations obtenues avec le même fluide, pour des flux thermiques plus faibles. Le modèle utilisé avec le code est peu fiable pour prédire correctement la résistance thermique due à l'ébullition. Néanmoins, pour déterminer la capacité du modèle à prédire la dynamique de l'ébullition (second but de la pré-étude) nous avons diminué le flux thermique réel de telle sorte à obtenir des températures acceptables ou bien en imposant carrément les températures aux surfaces.

Dans ce paragraphe, on essaiera d'identifier les différents paramètres du modèle utilisé pouvant influencer les résultats obtenus. Nous verrons l'impact du maillage, du pas de temps et des propriétés physiques sur la quantité de vapeur produite, la température des surfaces et sur la dynamique globale du phénomène d'ébullition.

2.2.3.1 Sensibilité au maillage

Le suivi de l'évolution de la production de vapeur au cours du temps en fonction du maillage, montre qu'un état d'équilibre est bien atteint après 6 à 7 secondes environ. Il y a convergence de la solution en quantité de vapeur produite. Cette quantité de vapeur (à l'équilibre) dépend fortement du maillage. Pour ce problème bien précis, on a conclu qu'une grille à 23000 mailles est suffisante pour obtenir une solution indépendante du maillage.

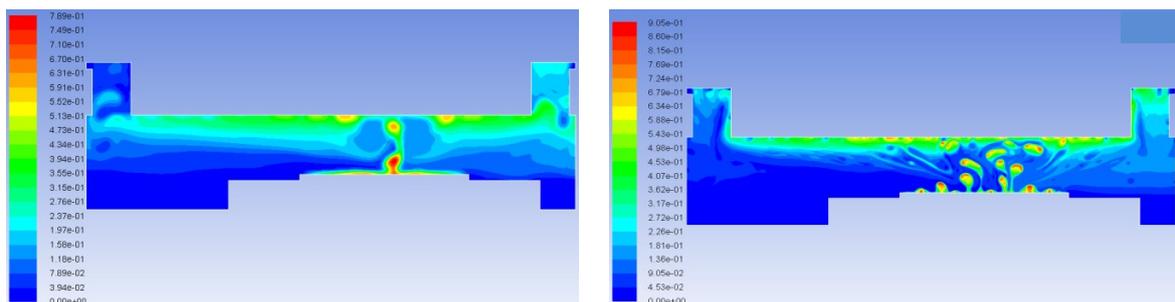


Figure IV.3 – Impact de la finesse du maillage sur la formation des bulles de vapeur (grossier à gauche et fin à droite)

L'absence de convergence en température (même à plus de 200000 mailles) s'explique certainement par la dépendance en maillage du mécanisme de formation des bulles. En effet, la précision de la capture de l'interface entre les deux phases est directement liée à la finesse du maillage. Les résultats obtenus avec un maillage grossier, montrent une

couche quasi continue de vapeur à la surface du CPU. En revanche, avec un maillage fin, des bulles d'une taille spécifique apparaissent, et la surface du CPU n'est alors pas entièrement recouverte de vapeur. Ceci induit donc une température de surface moins élevée. La différence entre les deux types d'apparition de la vapeur est visible en figure IV.3.

2.2.3.2 Sensibilité au pas de temps

Dans un second temps, une étude de sensibilité au pas de temps a été effectuée. La figure IV.4 retrace l'évolution de la quantité de vapeur au cours du temps. Ces résultats montrent que la quantité finale de vapeur semble converger vers une valeur spécifique en diminuant le pas de temps, bien que pour $\Delta t = 0.2ms$ la solution ne soit probablement pas encore indépendante du pas temps. Les simulations basées sur des pas de temps inférieurs à $0.2ms$ génèrent des pics de températures très élevées localement, entraînant la divergence de la simulation. Ce phénomène est certainement dû à la dynamique du modèle de changement de phase utilisé, et en particulier à l'hypothèse d'instantanéité du transfert de masse. Pour des pas de temps plus petits, les températures moyennes du CPU sont plus élevées et celles du condenseur sont plus faibles.

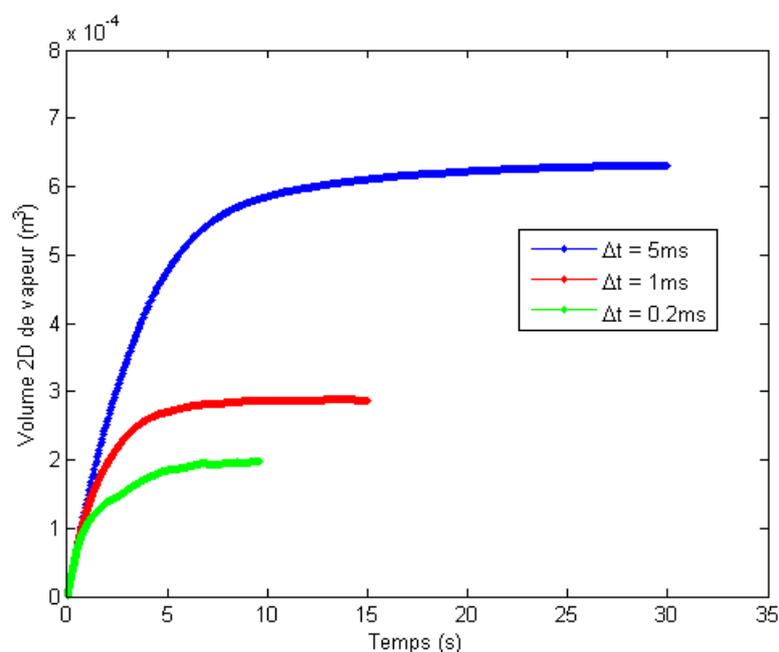


Figure IV.4 – Impact du pas de temps sur la production de vapeur

Les flux thermiques imposés ici ne correspondant pas aux flux réels, il n'est pas possible

de tirer une conclusion d'un point de vue quantitatif. Ces résultats ont cependant montré la capacité du modèle de changement de phase couplé à l'approche VOF du code CFD à résoudre la dynamique de ce type de problématique diphasique. De plus, les études d'indépendance au maillage et au pas de temps attestent qu'il est possible d'estimer une valeur maximale de la quantité de vapeur produite. Cette conclusion est certainement encore valable pour les flux thermiques réels.

2.2.3.3 Influence des propriétés thermodynamiques

Concernant la masse volumique, on observe qu'une augmentation de la masse volumique a pour effet de diminuer la quantité de vapeur produite, ainsi que les " ΔT " entre les surfaces et la température de saturation. Pour une densité 10 fois plus élevée (environ 5kg m^{-3}), les températures moyennes du CPU et de la plaque froide sont respectivement de 407 K ($\Delta T = 34\text{K}$) et de 365 K ($\Delta T = -8\text{K}$).

Le changement de la conductivité thermique du liquide ou de sa chaleur latente influence grandement les températures des CPU et des surfaces de condensation. La diminution de la chaleur latente et de la conductivité thermique entraîne une augmentation de la température des CPU. Ces résultats sont assez intuitifs. En effet, l'énergie nécessaire au changement d'état étant plus faible, celle-ci est plus largement utilisée pour chauffer le fluide. De plus, la vapeur est générée en plus grande quantité. Une conductivité plus faible entraînant une diffusion plus faible de la chaleur favorise les pics de température localisés sur la paroi du CPU.

Tout cela montre, encore une fois, les limites du code CFD utilisé quant à la simulation de ce type de fluides.

2.2.4 Résumé et perspectives

L'approche VOF, couplée au modèle de changement de phase utilisé dans cette étude, ne se semble pas en mesure de simuler le problème considéré dans sa globalité. En effet, les résultats thermiques ne sont pas conformes à la réalité. Deux sources ont été identifiées pour cette erreur. Premièrement, la convection naturelle n'est pas traitée correctement par le code CFD utilisé, en particulier pour des fluides diélectriques du type FC-72, ayant une faible conductivité thermique. En effet, le calcul du coefficient de transfert thermique est basé sur les vitesses de l'écoulement qui sont faibles en convection naturelle. Deuxièmement, le modèle de changement de phase ne permet pas de simuler la dynamique réelle des transferts de masse et maximise les écarts de température. Afin de corriger ce problème, il faudrait s'affranchir du pas de temps dans la formulation du modèle. Cependant,

en écartant la problématique thermique, grâce à des flux de chaleur réduits ou à des changements de propriétés thermodynamiques des fluides, nous sommes parvenus à simuler le système dans des conditions proches des conditions réelles. Dans ce cas, les phénomènes d'ébullition et de condensation sont cohérents. Les résultats confirment l'obtention d'un état d'équilibre où les deux phases sont présentes en quantité non négligeable dans le domaine de calcul. Les études d'indépendance au maillage et au pas de temps montrent qu'il est possible d'estimer une valeur maximale de la quantité de vapeur produite.

Le modèle de Lee permet d'obtenir de meilleurs résultats pour la thermique. Cependant, celui-ci est peu généralisable, en raison de sa dépendance au coefficient empirique "r" d'évaporation-condensation.

L'utilisation du modèle d'ébullition en paroi du code CFD, valable avec l'approche Euler-Euler est une voie d'investigation à explorer. En effet, des résultats préliminaires ont montré que ce modèle est capable de simuler le système avec les flux réels et pour tout type de fluide, sans erreur sur la température. La dynamique des bulles reste cependant à vérifier. De plus, la condensation n'est pas prise en compte dans ce modèle et doit être ajoutée sous la forme d'une UDF.

2.3 Synthèse sur le dimensionnement du dissipateur

L'étude numérique précédente nous a permis principalement d'entrevoir la dynamique des bulles de vapeur associées au phénomène d'ébullition nucléée. D'autre part, dans un encombrement bien précis, le système thermique est viable : taux de production de vapeur stable, températures des sources froides et chaudes stabilisées. L'étude numérique nous permet également de dire que le refroidissement des barrettes mémoires n'est pas critique. Donc ce composant n'est pas retenu lors de la conception du démonstrateur ; seul un CPU l'est.

Cela nous a amené à la conception et l'étude du démonstrateur pour le refroidissement d'un composant électronique immergé dans un liquide diélectrique à basse température de saturation.

3 Description du banc d'essai et mesures

3.1 Maquette et instrumentation

Le banc d'essai réalisé pour l'étude du contrôle thermique diphasique des composants électroniques consiste en un caisson hermétique représentant une partie du volume dis-

ponible dans un serveur informatique *Bull*. Le caisson en plexiglas transparent contient la source chaude immergée dans un liquide diélectrique (SES-36). La source chaude représente un processeur thermique dont la puissance dissipée est contrôlée grâce à un générateur de courant continu. La boîte hermétique contient également une plaque froide, dans laquelle circule de l'eau, qui servira de condenseur à la vapeur générée lors du processus d'ébullition. La température et le débit d'eau circulant dans la plaque froide sont contrôlés. Afin de contrôler la pression dans l'enceinte hermétique, nous avons prévu deux prises de pression au sommet du caisson.

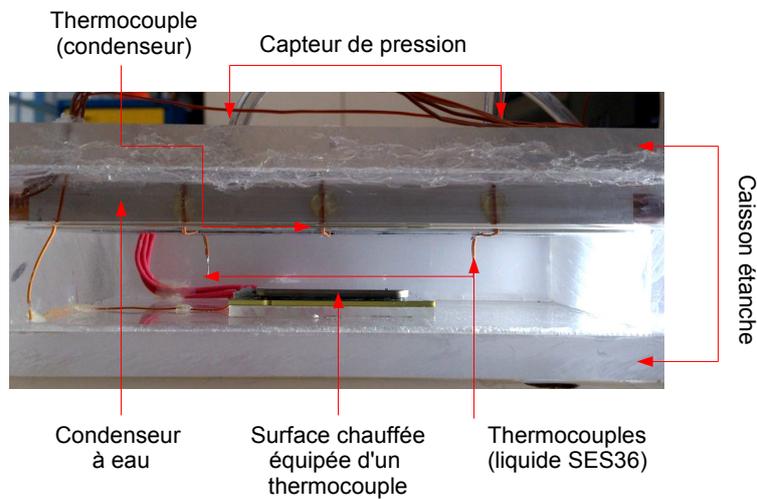


Figure IV.5 – Détail du démonstrateur

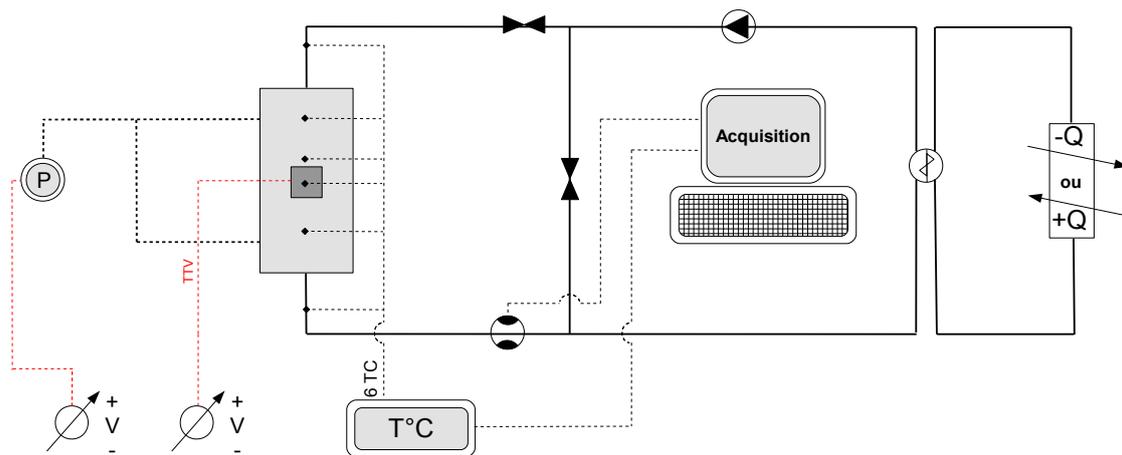


Figure IV.6 – Schéma du banc de test

Le caisson hermétique, rempli de fluide diélectrique jusqu'à effleurer la surface basse du condenseur (Fig. IV.5), est inséré dans une boucle de refroidissement liquide. Le conden-

seur à eau contenu dans le caisson est connecté au circuit hydraulique. La boucle est identique à celle utilisée dans les bancs d'essai des études réalisées au Chapitre II et au Chapitre III. Six thermocouples instrumentent le banc : deux à l'entrée/sortie du condenseur, un sur la surface de condensation, deux baignant dans le liquide diélectrique et un sur la surface chauffante.

3.2 Protocole de mesure

Une fois que tout est mis en place et instrumenté, nous réglons le débit et la température du liquide circulant dans le condenseur. Les températures de l'eau varient de 20°C à 30°C alors que le débit est fixé à 1.5 l/min. Puis, nous augmentons progressivement la puissance dissipée par la source chaude par pas de 5 *Watts* de 0 à 50 *Watts*, ensuite par pas de 10 *Watts* de 50 à 140 *Watts*. Pour une puissance fixée, une fois les températures stabilisées, nous relevons la pression dans l'enceinte ainsi que les différentes températures des thermocouples. Nous reprenons exactement le même protocole pour chaque puissance et pour les différentes températures d'eau dans la plaque froide. Nous avons refait les tests pour la première puissance et la première température trois fois pour en évaluer la répétabilité. Celle-ci est satisfaisante concernant la température de la surface chauffante.

4 Résultats et discussion

Suite aux essais réalisés sur le démonstrateur, nous présentons dans cette partie les résultats obtenus concernant la physique du mécanisme d'ébullition et la performance de la technique de refroidissement. Nous comparons également nos mesures à la théorie relative aux mécanismes de convection naturelle et d'ébullition libre.

4.1 Analyse du point de vue physique

Le phénomène d'ébullition en vase est caractérisé par une allure de la courbe flux thermique/surchauffe bien précise. La surchauffe étant la différence de température entre la surface chauffée " T_{sur} " et le liquide au-dessus " T_{sat} " à l'état de saturation. La courbe d'ébullition en vase conservera son allure quel que soit le fluide utilisé (partie §4.3.2.2.3, Chapitre I).

La première partie de la courbe est caractéristique du phénomène de convection naturelle sur une plaque chauffée. Nous verrons par la suite que les mesures correspondent assez bien à la théorie. A partir d'une certaine puissance et donc d'une certaine surchauffe

de la paroi, les premières bulles commencent à apparaître de manière isolée. Toujours en augmentant la surchauffe, la taille des bulles et leur nombre augmente faisant chuter, dans certains cas, très brutalement la température de la surface chaude. Ce saut brutal de température est appelé saut de surchauffe (Fig. IV.7) ; il est le signe de l'amorçage du phénomène d'ébullition nucléée. Pour notre cas le saut de surchauffe est assez faible du fait des faibles flux thermiques mis en jeu. Dans certains cas, ce saut peut être de plusieurs degrés causant des chocs thermiques assez violents qui peuvent conduire à l'endommagement de la surface refroidie, d'autant plus s'il s'agit d'un composant électronique.

You et al. [59], Anderson et al. [58] ainsi que Rainey et al. [60] ont observé le phénomène de saut de surchauffe dans leurs études, particulièrement pour les surfaces polies et dans le cas d'un chauffage progressif. Inversement, le phénomène disparaît ou du moins est atténué pour les surfaces rugueuses ou en cas de refroidissement progressif.

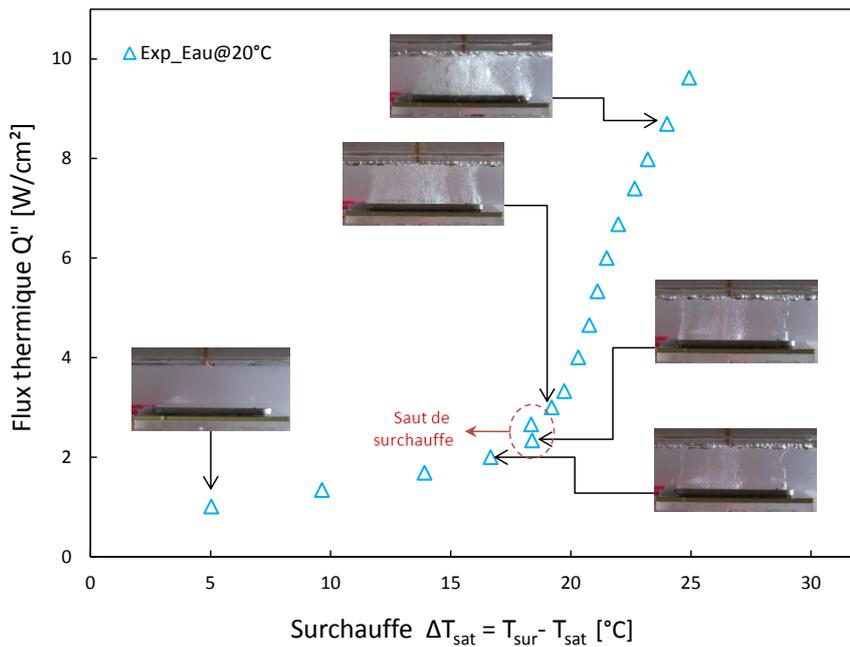


Figure IV.7 – Courbe d'ébullition du SES-36 pour de l'eau à 20°C

En augmentant encore le flux thermique, l'ébullition s'intensifie faisant en sorte que la surchauffe augmente faiblement. Si nous avons augmenté encore plus la puissance dissipée, au delà de 150 *Watts*, on aurait probablement atteint le flux thermique critique de l'ébullition nucléée. Cependant, nous ne pouvons nous permettre de le faire vu le risque de destruction du processeur thermique.

4.2 Confrontation à la théorie

A présent, nous savons que le contrôle thermique diphasique d'une surface chaude, immergée dans un liquide diélectrique, s'accompagne d'un transfert de chaleur par convection naturelle jusqu'à un certain point, suivi du phénomène d'ébullition nucléée.

La figure IV.8 est une confrontation des mesures expérimentales à la théorie de la convection naturelle. Pour des flux inférieurs à 2 W/cm^2 les mesures correspondent assez bien aux modèles courants de convection naturelle de la forme " $C Ra_L^n$ ", avec " C " une constante et " n " valant $1/4$ en régime laminaire ou $1/3$ en régime turbulent, " Ra_L " étant le nombre de Rayleigh. Remarquons que le comportement en convection naturelle ne dépend pas de la température du liquide ou très peu.

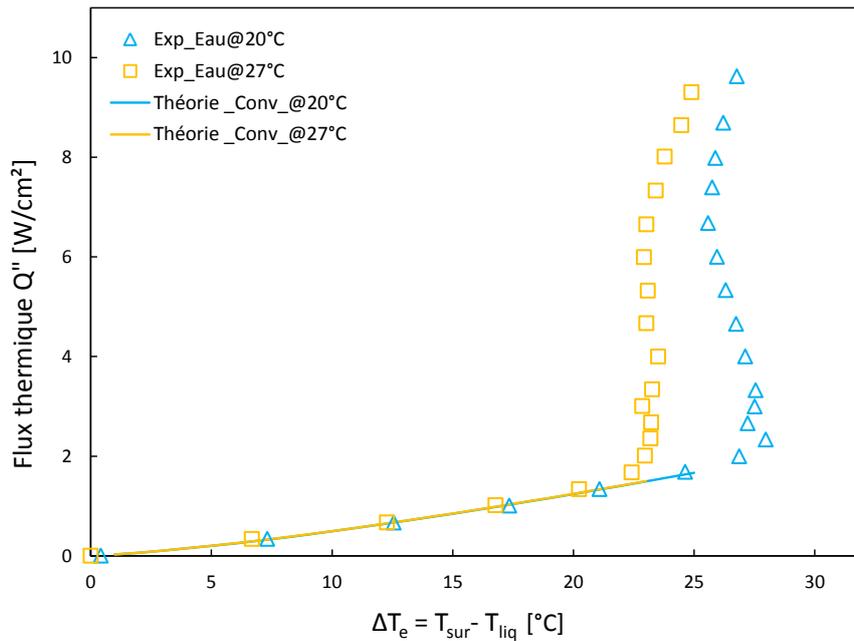


Figure IV.8 – Saut de température à la paroi en convection naturelle et en ébullition nucléée

La figure IV.9 est une comparaison, pour différentes températures d'eau du condenseur, des courbes d'ébullition mesurées et théoriques de l'ébullition en vase. Pour les flux supérieurs à 2 W/cm^2 , les courbes d'ébullition ne correspondent pas assez à la corrélation de Rohsenow (Eqn. I.35), bien que la tendance croissante de la surchauffe en fonction du flux soit la même. De plus, les mesures sont assez proches de la théorie quand la température du liquide diélectrique se rapproche de celle de la saturation.

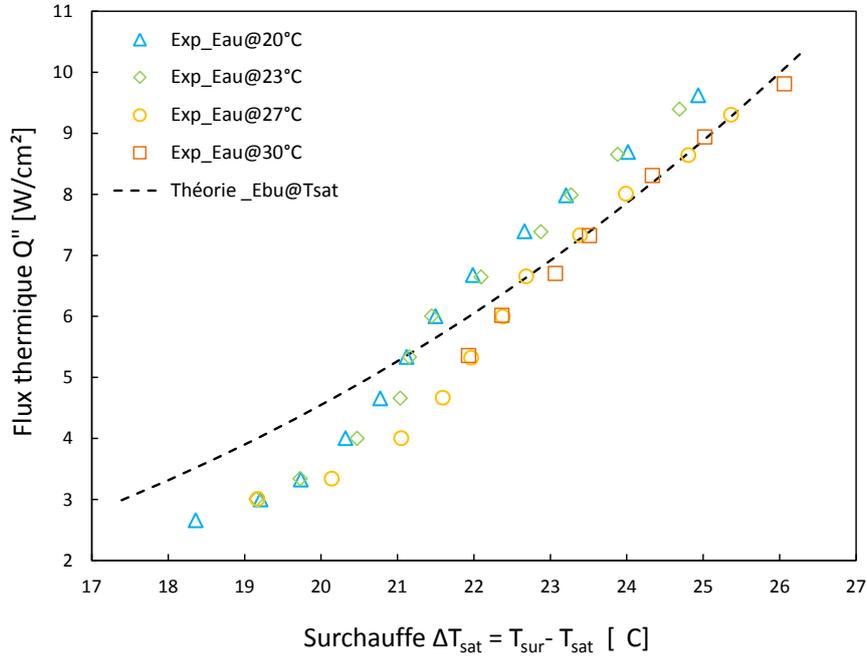


Figure IV.9 – Surchauffe à la paroi en régime d’ébullition nucléée

Le fait que les mesures ne correspondent pas tout à fait à la corrélation de Rohsenow est dû à plusieurs facteurs :

- la précision de la corrélation de Rohsenow est de l’ordre de $\pm 33\%$ pour $\Delta T_{sat} = f(q_s'')$ et jusqu’à $\pm 100\%$ pour la fonction inverse
- la corrélation de Rohsenow a été développée pour une surface lisse (polie) dans un bain de liquide assez large pour éliminer les effets de parois, ce qui n’est pas notre cas vu la taille du démonstrateur (imposée par le l’encombrement du serveur) surtout par rapport au placement du condenseur (à moins de 15 mm de la surface chaude). La circulation du liquide dans l’enceinte perturbe forcément le phénomène d’ébullition nucléée
- la corrélation de Rohsenow est établie pour un fluide en condition de saturation, c’est-à-dire que la température du liquide est celle de saturation quel que soit le flux imposé
- l’autre aspect important de la corrélation de Rohsenow est le choix des deux paramètres empiriques “ n ” et “ C_f ” (Eqn. I.35) qui dépendent du couple fluide/paroi. Ces deux paramètres étant inconnus pour le couple aluminium/SES-36, nous avons mis des valeurs inspirées de l’étude expérimentale de Pioro [87] sur les constantes de la corrélation de Rohsenow. Le couple fluide/paroi le plus proche est le R-113/aluminium, les deux constantes “ n ” et “ C_{sf} ” valent 1.2 et 0.013 respective-

ment, mais pour construire la corrélation de Rohsenow nous avons pris $n = 1.33$ au lieu de 1.2 et $C_{sf} = 0.017$ au lieu de 0.013

Les mesures correspondent plus à la corrélation de Rohsenow pour les flux supérieurs à 6 W/cm^2 , du fait que la corrélation de Rohsenow n'est valable que pour l'ébullition nucléée pleinement développée (Fig. I.20, Chapitre I).

La dernière remarque concerne l'effet du sous-refroidissement (liquide en dessous de sa température de saturation). Pour un même flux, plus le liquide est froid plus la surchauffe est faible. Cela est dû au fait que le sous-refroidissement ($T_{liq} < T_{sat}$) favorise la condensation des bulles de vapeur au sein même du liquide avant qu'elles n'atteignent le condenseur. Une condensation rapide des bulles de vapeur favorise l'apparition plus rapide de nouvelles bulles et donc un transfert plus rapide de la chaleur. El-Genk et al. [88] ont observé le même phénomène dans leur étude expérimentale.

4.3 Évolution de la température de surface

Nous allons voir l'évolution de la température de la surface chaude (le processeur thermique) suivant le flux imposé ou la température de l'eau circulant dans le condenseur.

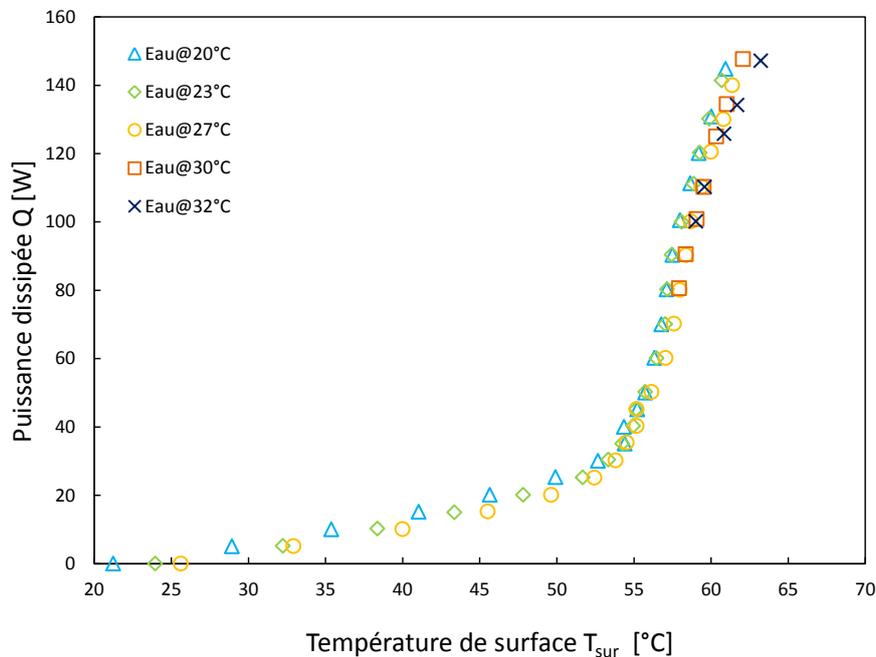


Figure IV.10 – Température de la source chaude pour plusieurs températures de service

A l'image de la surchauffe (ΔT_{sat}), on distingue deux parties dans la courbe d'évolution de la température de la surface chaude en fonction de la puissance dissipée (Fig. IV.10).

Une partie correspondant à la convection naturelle pour des puissances inférieures à 30 *Watts* et une partie correspondant au régime d'ébullition nucléée au-delà.

Pour la partie convective ($q_s < 30 \text{ W}$), en augmentant la puissance dissipée la température de surface augmente très rapidement. Dès que l'ébullition nucléée est amorcée le rythme d'augmentation de la température chute fortement. Cela témoigne de la différence des coefficients d'échange convectif entre un régime de convection naturelle et un régime d'ébullition nucléée.

La température de l'eau circulant dans le condenseur influence grandement la partie de la courbe relative à la convection naturelle et très peu la partie relative à l'ébullition nucléée. La dépendance de la température de la surface (pour la partie convective) par rapport à la température de l'eau dans le condenseur s'explique par la dépendance de la température du liquide par rapport à ce même paramètre. En effet, le liquide diélectrique étant en contact direct avec le condenseur, il est influencé par ce dernier (Fig. IV.10).

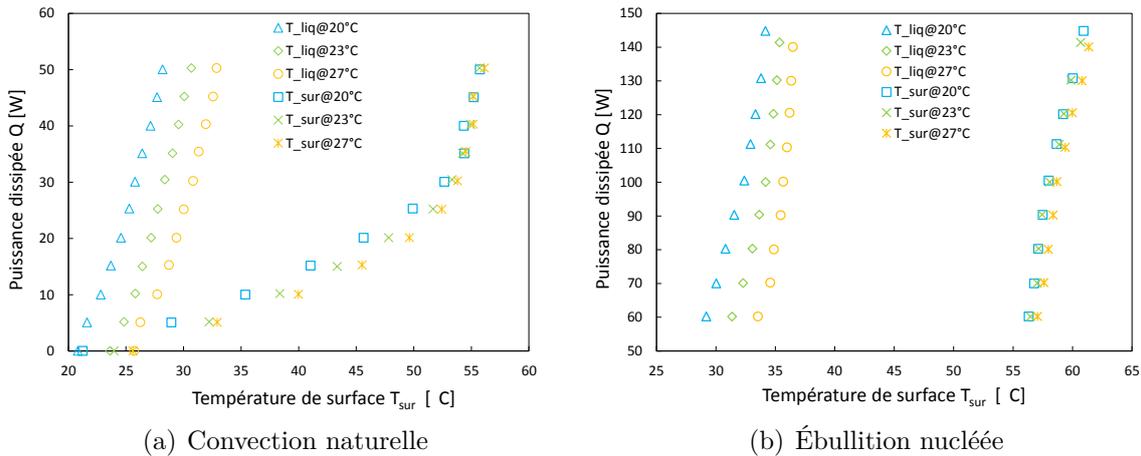


Figure IV.11 – Dépendance de la température de la surface chauffée envers de la température de service

Sur la figure IV.11 on voit mieux l'impact que peut avoir la température de l'eau du condenseur sur le liquide et la surface chaude. La figure IV.11(a), représentant l'évolution des températures du liquide et de la surface chaude en fonction de la puissance dissipée pour la partie refroidissement par convection naturelle, montre clairement la dépendance de la température de la surface refroidie envers celle du liquide et celle de l'eau du condenseur. La dépendance est quasi directe. En augmentant la puissance dissipée, on passe à un refroidissement par ébullition nucléée. La dépendance de la température de la surface chauffée envers la température du liquide et celle de l'eau du condenseur est

moindre voire inexistante (Fig. IV.11(b)). Une augmentation de 10°C du liquide dans le condenseur conduit à une augmentation d'à peine 1.5°C à la surface du CPU pour une puissance dissipée de 130 *Watts*. Cela signifie que la dynamique de l'ébullition nucléée, à travers le changement de phase et le mouvement des bulles, domine l'impact qu'aurait la température du liquide diélectrique sur le CPU. Concernant la plage de températures d'eau du condenseur prise en compte.

La faible dépendance de la température de la surface chauffée (CPU) envers la température du liquide (eau) dans le condenseur présente deux avantages. Le premier, le plus évident, est la possibilité d'utiliser une eau plus chaude sans pour autant affecter le contrôle thermique du processeur. Nous avons démontré à plusieurs reprises l'intérêt d'avoir une eau plus chaude dans un data centre. Le second, est l'insensibilité par rapport aux fluctuations de températures dues au système de régulation. En effet, en cas d'augmentation ou diminution brutale de la température de l'eau, le processeur ou tout autre composant électronique de densité thermique similaire ne sera pas affecté.

5 Intensification de l'ébullition

Bien que nous n'ayons pas encore testé tous les liquides diélectriques en notre possession, nous pressentons que l'augmentation de la densité des composants électroniques nous impose de minimiser la résistance thermique due au processus d'ébullition nucléée. La surchauffe minimale à la paroi pour amorcer l'ébullition nucléée peut être diminuée de plusieurs degrés, améliorant ainsi le coefficient d'échange thermique lié à l'ébullition nucléée (partie §.4.3.2.2.3, Chapitre I). Plusieurs études montrent que l'ajout de structures rugueuses microscopiques à une surface nue diminue de manière drastique la surchauffe et le saut de surchauffe à la paroi. Rainey et al. [60] par exemple ont étudié l'impact de la taille, de l'orientation et de la nature de la surface sur la courbe d'ébullition nucléée ; ils ont établi qu'il était possible de diviser par quatre la surchauffe à la paroi, la faisant passer de 20°C à 5°C. L'étude a porté sur une surface en cuivre immergée dans du FC-72 (liquide diélectrique de la société 3M).

Le gain en résistance thermique, dû à l'ajout de structures micro-poreuses, pourrait être mis à profit en utilisant de l'eau plus chaude à l'entrée du condenseur.

Une autre technique, assez rare néanmoins, permet de minimiser la résistance due au phénomène d'ébullition nucléée. Il s'agit de perturber le phénomène d'ébullition par une onde acoustique ultrasonique à faible puissance. Boziuk et al. [89] ont étudié l'impact d'une telle technique sur la courbe d'ébullition d'une surface lisse. Ils ont montré, entre autres,

que le flux critique “CHF” augmentait alors que le saut de surchauffe et la surchauffe diminuaient grandement. Par exemple, la surchauffe à la paroi diminue de 7°C entre le cas de référence et celui avec perturbation acoustique.

Pour notre part, nous envisageons de tester l’impact de l’ajout de structures microporeuses aux surfaces des processeurs thermiques. La société 3M fournira des échantillons du produit BEC (Boiling Enhancement Coating) pour nos tests.

6 Synthèse du Chapitre IV et perspectives

En nous aidant d’un outil numérique, nous avons conçu un démonstrateur pour le refroidissement diphasique de composants électroniques par immersion dans un liquide diélectrique à basse température de saturation. Jusqu’à présent les essais effectués sur ce dernier sont prometteurs.

Premièrement, on retrouve bien les courbes caractéristiques de l’ébullition en vase (Pool boiling) trouvées dans la littérature : une première partie de la courbe caractéristique de la convection naturelle au-dessus d’une plaque chauffée et une seconde partie caractéristique de l’ébullition nucléée. La partie de la courbe d’ébullition, établie expérimentalement, relative à la convection naturelle est en accord avec les corrélations classiques de la forme “ $C Ra_L^n$ ”. La partie de la courbe relative à l’ébullition nucléée concorde moins bien avec la corrélation classique de Rohsenow, principalement à cause des conditions expérimentales et particulièrement par rapport au choix des paramètres empiriques de la corrélation (“ C_{sf} ” et “ n ”).

D’un point de vue applicatif, la température de la surface chaude est maintenue autour de 60°C pour des puissances allant de 60 W à 140 W, ce qui est bien en dessous de la limite de 80°C imposée par le fabricant. De plus, cette même température de surface est indépendante (maintenue autour de 60°C) de la température du liquide circulant dans le condenseur sur une plage de 20 à 30°C.

Le fait que la température de la surface chaude ne soit pas trop sensible à la variation de température de la source froide (le condenseur) a un double intérêt : le premier est la possibilité d’avoir de l’eau plus chaude, donc un système de refroidissement plus efficace, le second est le faible impact qu’aurait le processus de régulation de la température de l’eau du condenseur, le mécanisme d’ébullition agissant comme un amortisseur des fluctuations de température.

Par la suite nous effectuerons des essais avec des liquides diélectriques ayant des températures de saturation plus élevées (actuellement 36°C) permettant d’avoir de l’eau encore

Chapitre IV. Étude du refroidissement d'une carte électronique immergée dans un liquide à basse température de saturation

plus chaude. Enfin, nous étudierons l'impact de l'ajout de structures micro-poreuses sur les surfaces chauffantes, offrant de potentielles réductions de la résistance thermique due au processus d'ébullition.

Conclusion générale et perspectives

Nous avons vu dans ce travail que l'amélioration de la performance et de l'efficacité énergétique d'un dispositif de contrôle thermique industriel se résume à travailler sur le vecteur énergétique liant la source froide à la source chaude.

Au Chapitre II, l'étude portant sur l'intensification du transfert de chaleur dans une plaque froide selon deux approches (inserts et nanofluides), montre des résultats encourageants, notamment concernant l'utilisation d'inserts. L'étude comparative des deux approches montre que les techniques classiques d'intensification par l'ajout d'ailettes et de turbulateurs sont bien plus efficaces que l'utilisation des nanofluides en tant que liquide caloporteur.

Sur la base des résultats obtenus, nous préconisons l'utilisation d'ailettes longitudinales rectangulaires découpées pour la plaque froide étudiée. Nous ne préconisons pas l'utilisation des nanofluides testés du fait de leur mauvaise performance et cela indépendamment de la température d'utilisation. Il est clair que plus d'échantillons doivent être testés afin d'en retenir un ou deux potentiellement efficaces. Nous préconisons un dosage en nanoparticules plus important, de l'ordre de 3 à 4%, et éventuellement une utilisation de nanoparticules à conductivité thermique plus élevée (en cuivre pur par exemple).

Au Chapitre III, nous avons développé une méthodologie et un modèle thermohydraulique pour l'aide au dimensionnement des caloducs à réseaux capillaires cylindriques. Le modèle permet de connaître rapidement la performance thermique d'un caloduc, notamment le saut de température à ses bords et sa performance hydraulique en calculant les limites de fonctionnement. L'étude paramétrique sur l'impact des caractéristiques géométriques internes du caloduc (porosité, diamètre des pores, largeur et profondeur d'ailette,...) sur les limites de fonctionnement et la performance du caloduc, indique clairement que ces dernières y sont très sensibles.

Le fait que les limites de fonctionnement soient influencées par les caractéristiques géométriques internes du caloduc, généralement dans un sens opposé par rapport à la performance, nous a poussé à définir une méthode d'optimisation qui concilie performance et limite de fonctionnement. Cet optimum dépendra de la température de service du caloduc. Cependant, aucune tendance ne se dégage par rapport à la variation de l'optimum en fonction de cette température. Pour un réseau capillaire et un fluide de travail donnés et en connaissant le budget de saut température alloué au caloduc, le calcul de l'optimum de puissance permet de faire directement le bon choix du jeu de paramètres géométriques du réseau capillaire.

Dans le but d'étudier l'impact de l'utilisation des nanofluides (fluide de travail) sur la performance et les limites de fonctionnement des caloducs à pompage capillaire, nous avons adapté le modèle développé en changeant les propriétés thermophysiques du fluide de travail. La performance thermique, le nombre de mérite et les limites de fonctionnement sont proportionnels à l'augmentation de la charge en nanoparticules (jusqu'à 5%).

La deuxième partie de ce chapitre a porté sur la conception d'un dissipateur à caloducs, en utilisant l'outil d'aide au dimensionnement des caloducs à pompage capillaire développé. Le dissipateur développé n'a pas atteint la performance voulue pour la température de service de 40°C. Les températures des sources chaudes (des processeurs thermiques) dépassent de 5°C, en moyenne, la température limite. Cependant, de sérieuses perspectives d'amélioration sont envisageables. Une fabrication plus soignée des caloducs permettrait de réduire les écarts de performance observés pour des caloducs théoriquement identiques. Les deux caloducs étudiés avaient jusqu'à 5°C d'écart. La substitution du réseau capillaire par un réseau plus efficace est également une piste prometteuse. Notons que si l'on baisse la température de service de 40°C à 30°C, les températures maximales des processeurs sont respectées.

Malgré leurs faibles densités thermiques, les autres composants de la carte électronique doivent pouvoir être refroidis par le dissipateur à caloducs, ce qui n'est pas le cas. Vu les distances entre les composants électroniques et la source froide, l'utilisation de caloducs semble donc indispensable malgré la faible puissance dissipée. La question qui reste posée est : quel est le nombre de caloducs et quel est leur emplacement pour assurer le refroidissement intégral de la carte ?

Le modèle de calcul développé, pour sa partie thermique, correspond aux mesures expérimentales. Cependant, il faut corriger le modèle du fait du comportement non linéaire des caloducs pour les faibles puissances. Aussi, il faut valider la partie hydraulique du modèle concernant l'estimation des limites de fonctionnement.

Au Chapitre IV, en nous aidant d'un outil numérique, nous avons conçu un démonstrateur pour le refroidissement diphasique de composants électroniques par immersion dans un liquide diélectrique à basse température de saturation. Jusqu'à présent les essais effectués sur ce dernier sont prometteurs.

Premièrement, on retrouve bien les courbes caractéristiques de l'ébullition en vase (Pool boiling) trouvées dans la littérature : une première partie de la courbe caractéristique de la convection naturelle au-dessus d'une plaque chauffée et une seconde partie caractéristique de l'ébullition nucléée. La partie de la courbe d'ébullition, établie expérimentalement, relative à la convection naturelle est en accord avec les corrélations classiques de la forme " $C Ra_L^n$ ". La partie de la courbe relative à l'ébullition nucléée concorde moins bien avec la corrélation classique de Rohsenow, principalement à cause des conditions expérimentales et particulièrement par rapport au choix des paramètres empiriques de la corrélation (" C_{sf} " et " n ").

D'un point de vue applicatif, la température de la surface chaude est maintenue autour de 60°C pour des puissances allant de 60 W à 140 W, ce qui est bien en dessous de la limite de 80°C imposée par le fabricant. De plus, cette même température de surface est indépendante (maintenue autour de 60°C) de la température du liquide circulant dans le condenseur sur une plage de 20 à 30°C.

Le fait que la température de la surface chaude ne soit pas trop sensible à la variation de température de la source froide (le condenseur) a un double intérêt : le premier est la possibilité d'avoir de l'eau plus chaude, donc un système de refroidissement plus efficace, le second est le faible impact qu'aurait le processus de régulation de la température de l'eau du condenseur, le mécanisme d'ébullition agissant comme un amortisseur des fluctuations de température.

Par la suite nous effectuerons des essais avec des liquides diélectriques ayant des températures de saturation plus élevées (actuellement 36°C) permettant d'avoir de l'eau encore plus chaude. Enfin, nous étudierons l'impact de l'ajout de structures micro-poreuses sur les surfaces chauffantes, offrant de potentielles réductions de la résistance thermique due au processus d'ébullition.

Annexe A

1 Informations complémentaires sur les nanofluides

1.1 Méthodes de production des nanofluides

Un nanofluide comporte des “nanoparticules” sous forme de poudre dispersée dans un fluide de base. La première étape de la préparation d’un nanofluide consiste, donc, à élaborer cette poudre nanométrique.

1.1.1 Fabrication des nanopoudres

Les nanopoudres sont produites suivant des procédés physiques tels le broyage mécanique et la condensation par gaz inerte ou des procédés chimiques telles la pyrolyse au laser (Fig. A.1) et la précipitation chimique.

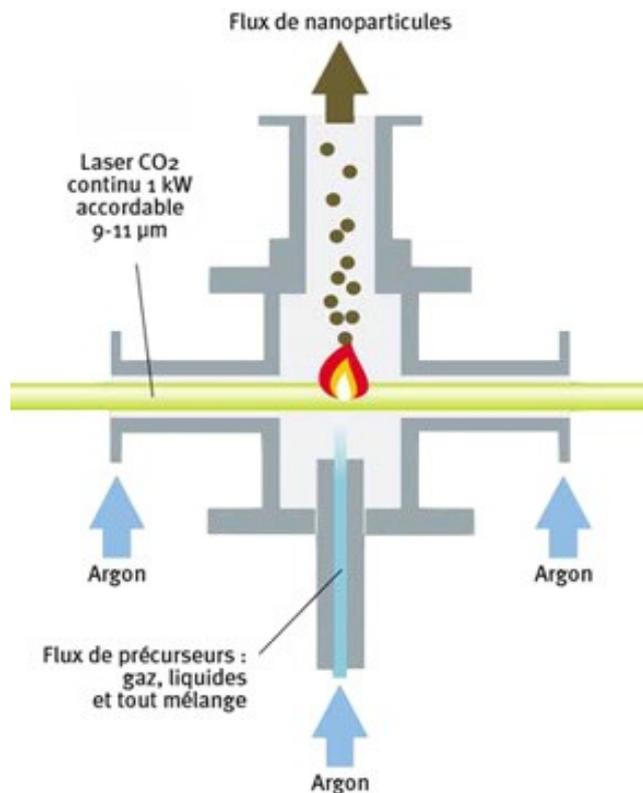


Figure A.1 – Production des nanopoudres suivant la méthode de pyrolyse au laser [3]

Les nanopoudres sont toxiques, dangereuses à manipuler et leur suspension dans l’air est extrêmement inflammable et explosive. Raison pour laquelle les installations industrielles qui les produisent sont rares ; il s’agit souvent de laboratoires.

1.1.2 Élaboration des nanofluides

Un nanofluide peut être produit en une ou deux étapes. La méthode en une étape consiste en la vaporisation d'un matériau solide sous vide, puis la condensation directe de sa vapeur dans le liquide (Fig. A.2). Cette méthode permet d'éviter l'oxydation des particules; en revanche elle est très coûteuse et peu industrialisée [13]. La méthode en deux étapes consiste tout d'abord en la fabrication d'une nanopoudre sèche, puis au mélange et la dispersion de celle-ci dans le liquide de base. La méthode en deux étapes est utilisée en industrie car la production en série est possible; par contre, des problèmes liés à l'agglomération et la sédimentation des nanoparticules apparaissent [13].

Yu et al.[13] ont présenté d'autres méthodes d'élaboration; cependant, la plupart des nanofluides sont produits suivant les deux méthodes sus-citées.

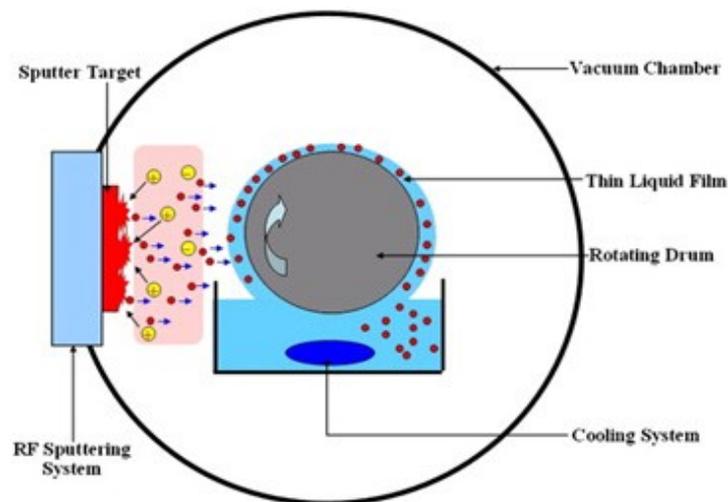


Figure A.2 – Production des nanofluides suivant la méthode de condensation d'une vapeur métallique sur un film liquide [3]

1.2 Agglomération et sédimentation dans les nanofluides

Les nanoparticules contenues dans les nanofluides ont tendance à s'agglomérer sous l'action des forces de Van Der Waals. Ces agglomérats sédimentent à cause de la gravité [9]. L'aggrégation et la sédimentation des nanoparticules réduisent la stabilité des nanofluides ce qui peut limiter les applications pratiques [9]. L'agglomération et la sédimentation ont un impact négatif sur la conductivité thermique du fluide [90]. Jiang et al. [9] ont établi un modèle prévoyant l'aggrégation et la sédimentation des nanoparticules (Fig. A.3).

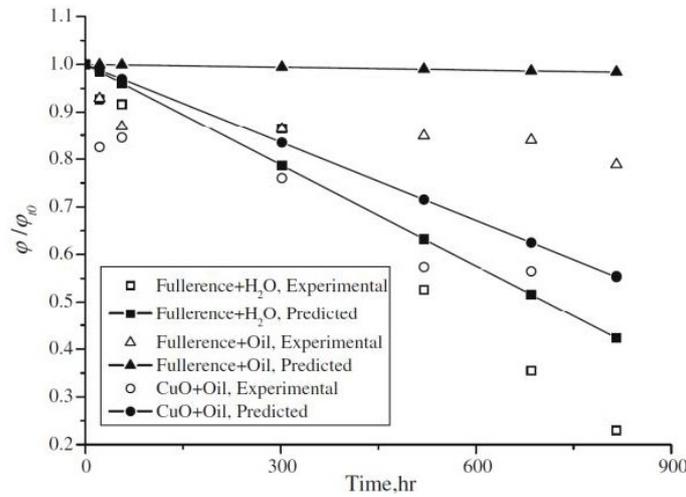


Figure A.3 – Sédimentation des nanoparticules au cours du temps (ϕ :concentration, ϕ_{t0} :concentration initiale) [9]

Oh et al. [90] donnent une formule permettant de déterminer la vitesse de sédimentation des nanoparticules :

$$u = \frac{(\rho_p - \rho_f) g d_p^2}{18 \mu} \quad (\text{A.1})$$

Dans le cas des fluides assez visqueux et denses, la sédimentation des nanoparticules agglomérées peut être négligée. Par exemple, pour un nanofluide à base d' Al_2O_3 avec une concentration de 1% et une taille de particule de " $d_p = 47 \text{ nm}$ " à une température de 21.1°C , on obtient une vitesse de sédimentation d'environ " $u = 3 \text{ nm s}^{-1}$ ", c'est-à-dire $11 \mu\text{m h}^{-1}$, et celle-ci peut alors être négligée.

Pour fractionner les agglomérats de nanoparticules, l'utilisation d'ultrasons est très courante. Chang et al. [91] détaillent cette méthode de fractionnement dans leurs travaux ; ils utilisent des vibrations ultrasoniques orthogonales.

Pour éviter les agglomérats de nanoparticules dans les nanofluides, l'ajout de composés chimiques inorganiques ou organiques est courant. Ces produits provoquent la répulsion des nanoparticules qui restent à bonne distance. On peut créer une répulsion électrostatique entre les particules en ajoutant un additif dont les ions se fixent à leur surface [3]. On évite également l'agglomération en insérant des molécules organiques à longue chaîne (polymères, etc.), absorbées à la surface des nanoparticules ; elles forment une barrière tentaculaire qui limite le rapprochement des nanoparticules et empêche la force cohésive de Van Der Waals de créer des agglomérats [3].

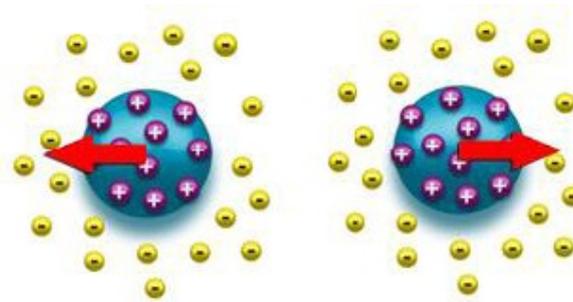


Figure A.4 – Répulsion électrostatique des nanoparticules par des ions[3]

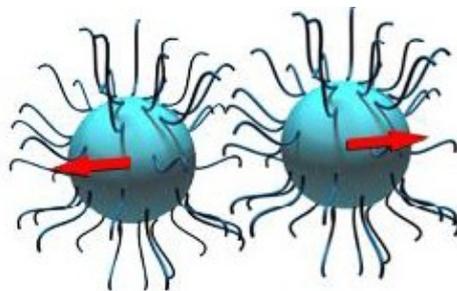


Figure A.5 – Stabilisation stérique des nanoparticules [3]

1.3 Pouvoir corrosif et abrasif des nanofluides

L'utilisation de nanoparticules peut, suivant leur nature, conduire à une accélération de la corrosion électrochimique. Dans le cas des nanoparticules d'oxyde d'aluminium on ne risque rien car les particules sont inertes chimiquement. Par contre, les nanoparticules à base de métaux purs peuvent être problématique. Le choix du fluide porteur et des nanoparticules doit donc être compatible avec l'environnement d'utilisation [3]. Comparées aux microparticules, les nanoparticules suivent bien le mouvement du fluide et n'ont, donc, quasiment pas d'effet abrasif [13].

1.4 Phénomènes physiques associés au transfert thermique dans les nanofluides

Les résultats de tests expérimentaux concernant les nanofluides, obtenus par plusieurs auteurs, ont montré que le gain en conductivité thermique est plus important que celui prévu par les modèles théoriques [25]. Notons que la plupart des modèles se basent sur des lois de mélange valables pour des corps micrométrique voire millimétriques. Plusieurs phénomènes, non pris en compte dans les différents modèles, peuvent expliquer cette hausse de conductivité thermique. Les principaux phénomènes sont l'agitation brownienne, l'agglomération ou "clustering" des nanoparticules, la couche interfaciale autour des nanoparticules et le transport thermique par phonon balistique.

1.4.1 L'agitation brownienne

L'action du mouvement brownien est, peut être, l'un des principaux phénomènes qui explique l'amélioration de la conductivité thermique d'un nanofluide [17, 92]. Cependant, d'après Bazan [71], certains auteurs affirment que ce mécanisme peut être négligé. Özerinç [17], quant à lui, attribue un rôle plus important à l'effet de la micro-convection. L'excitation thermique pousse les nanoparticules dans toutes les directions et provoque des collisions liquide-liquide, liquide-nanoparticules et nanoparticules-nanoparticules. Les nanoparticules absorbent de l'énergie et peuvent la transporter rapidement grâce au mouvement brownien. Ce mouvement conduit à une meilleure homogénéité du fluide et évite la sédimentation. Plus les particules sont petites, plus le mouvement brownien est important [93]. Yu et al. [13] ainsi que Han [92] présentent un modèle de calcul de conductivité thermique qui tient compte du mouvement brownien. Leur modèle correspond plus aux résultats expérimentaux que les modèles classiques basés sur de simples lois de mélange.

1.4.2 Le Clustering

Hong et al.[94] ont montré que le phénomène du clustering a une influence sur la conductivité thermique des nanofluides. Özerinç [17] ainsi que Karthikeyan et al. [95] expliquent que la formation de cluster est plus probable pour des nanofluides avec des particules de petite taille à des concentrations importantes. Plus les particules sont petites et nombreuses, plus la distance entre elles est petite et plus les forces de Van der Waals sont importantes.

Les avis dans la littérature sont assez mitigés. Certains auteurs affirment qu'avec les clusters la conductivité thermique augmente alors que d'autres ont montré que la

conductivité thermique diminue. Hong et al. [94] ainsi que Karthikeyan et al. [95] ont montré que la conductivité thermique diminue avec une augmentation de la taille des clusters. Cependant, certains auteurs prétendent que la conductivité thermique augmente avec la taille des clusters en affirmant que le transfert de chaleur à travers un cluster est plus rapide [13, 17, 95, 96]. Wong et Castillo [96] pensent que si le nombre et la taille des clusters augmente, la qualité du transfert thermique ne s'améliore pas. Les clusters seraient plutôt une source de problèmes : agglomérations, abrasion des surfaces, bouchage des canaux capillaires et augmentation des pertes de charge.

1.4.3 La couche inter-faciale

Des études ont montré qu'un phénomène de surface peut avoir un rôle dans l'amélioration de la conductivité thermique [11], particulièrement pour des nanoparticules de moins de 10 nm [97]. A l'interface entre le liquide et la particule, il se forme une couche de molécules liquide ordonnées dues aux forces entre les molécules solides et les molécules solides [25, 35]. Le comportement de ces molécules ordonnées est plus proche de celui des molécules solides des nanoparticules [12]. Li et al. [10] ont simulé numériquement le mouvement d'une particule solide et de plusieurs molécules liquides ; les molécules liquides suivent la nanoparticule solide (Fig. A.6).

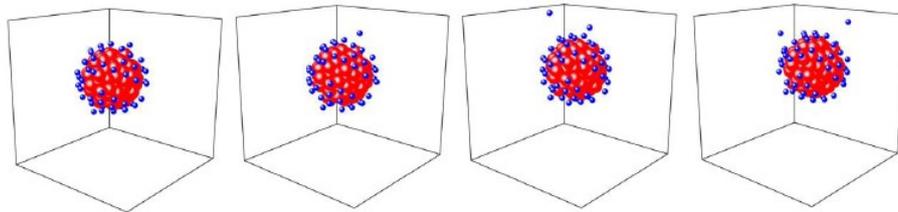


Figure A.6 – Position des nanoparticules de cuivre et des atomes d'argon liquide à $t_1 = 12 \cdot 10^{-10} \text{ s}$, $t_2 = 13 \cdot 10^{-10} \text{ s}$, $t_3 = 14 \cdot 10^{-10} \text{ s}$, $t_4 = 15 \cdot 10^{-10} \text{ s}$ [10]

Certains auteurs supposent que cette nanocouche agit comme un pont thermique entre la particule et le liquide, ce qui explique l'augmentation de la conductivité thermique des nanofluides. Plusieurs auteurs proposent des modèles intégrant ce phénomène plus ou moins proches des mesures expérimentales.

Xie et al. [25] proposent un modèle permettant de calculer la conductivité de la couche interfaciale. Feng et al. [12] ainsi que Xie et al. [25] montrent que la conductivité thermique effective d'un nanofluide est proportionnelle à l'épaisseur de la couche interfaciale et inversement proportionnelle à la taille des particules. Tillman et Hill [11] présentent un modèle permettant de déterminer l'épaisseur de la couche interfaciale. Feng et al. [12]

présentent un modèle permettant de calculer la conductivité équivalente d'une particule fictive englobant la nanoparticule et la couche interfaciale. Yu et Choi [97] ont développé un modèle basé sur celui de Maxwell, qui tient compte de la couche interfaciale.

Xue et al. [98] ont montré que la couche des atomes entre le solide et le liquide n'avait pas d'effet significatif sur la conductivité thermique des nanofluides, ce qui contredit les avis du reste des auteurs.

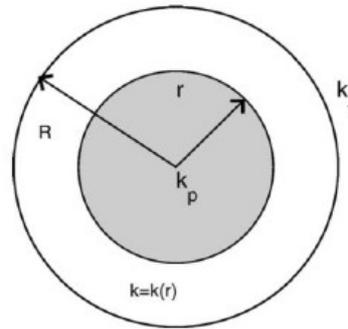


Figure A.7 – Structure schématique d'une nanoparticule (en gris) et sa couche interfaciale [11]

1.4.4 Transfert de chaleur par phonons balistiques

Les théories macroscopiques supposent que le transport de chaleur se fait de manière diffusive. Dans les solides cristallins, la chaleur est transportée par des phonons (un quantum d'énergie de vibration) et par des électrons dans les métaux. Les phonons ou électrons traversent les particules dans des directions aléatoires, et lors de collisions entre eux ou dues à des défauts de structures, ils changent de trajectoire [3, 99]. Si les particules sont de petite taille, le trajet d'un phonon ou d'un électron est court, ce qui, statistiquement, diminue la probabilité de collision. Donc, l'augmentation de la conductivité effective des nanofluides ne peut être expliquée par le transport diffusif de la chaleur. Debye, définit le libre parcours moyen du transport diffusif de la chaleur :

$$l = \frac{10 a T_m}{\gamma T} \quad (\text{A.2})$$

“ a ” la constante de réseau, “ T_m ” la température de fusion, “ γ ” le paramètre de Grueneisen et “ T ” la température du matériau.

On constate que la valeur de “ l ” pour une nanoparticule d'alumine “ Al_2O_3 ” est de 35 nm et le transport diffusif est donc impossible dans une nanoparticule de 10 nm de diamètre. La seule explication est que le transport d'énergie se fait de manière “balistique” au lieu de diffusif ; on parle alors de “phonos balistique” [99].

Les modèles classiques de calcul de conductivité comme celui de Hamilton et Crosser, développés pour des particules de taille microscopique, ne tiennent pas compte du fait que le transfert de chaleur se fait de manière balistique.

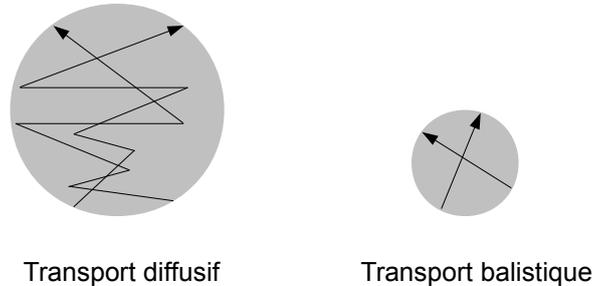


Figure A.8 – Transport d'énergie diffusif et balistique dans une particule solide

1.4.5 Influence des nanoparticules sur la couche limite

L'augmentation du nombre de Reynolds et, donc, le passage d'un écoulement laminaire à un écoulement turbulent a tendance à réduire l'épaisseur de la couche limite hydrodynamique, ce qui a pour effet de diminuer la couche réchauffée près des parois à refroidir. Cependant, il subsiste une couche d'une épaisseur très fine malgré l'augmentation du nombre Reynolds ; cette couche ne peut quasiment plus diminuer. Grâce à la meilleure conductivité thermique du nanofluide, le transport conductif de l'énergie thermique à travers la couche limite est amélioré. Certains auteurs affirment que l'augmentation du transfert de chaleur dans les nanofluides est principalement dû à l'augmentation du brassage proche des parois. Les nanofluides ont un comportement plutôt rhéofluidifiant qui tend à réduire la viscosité près de la paroi. Cette réduction induit une diminution de l'épaisseur de la couche limite et favorise donc le transfert thermique [3].

1.5 Paramètres influençant la conductivité thermique des nanofluides

La conductivité thermique apparente des nanofluides peut être influencée par divers paramètres (partie §.4.3.1.4.1, Chapitre I). Dans ce qui suit nous faisons un état de l'art de la littérature autour de cette question.

1.5.1 Concentration des particules

La plupart des auteurs sont d'accord au sujet de l'effet de la concentration en nanoparticules sur la conductivité thermique des nanofluides. L'augmentation de la concentration

volumique en nanoparticules fait augmenter la conductivité thermique du nanofluide jusqu'à un certain point [13]. A des concentrations plus importantes l'augmentation ralentit et la conductivité thermique peut même décroître. D'après Yu et al.[13], pour les concentrations étudiées ($< 5\%$), cette tendance croissante n'a pas été réfutée.

1.5.2 Nature du matériau des nanoparticules

Plus le matériau des particules est conducteur, plus la conductivité du fluide augmente. La comparaison des conductivités thermiques obtenues avec des nanofluides à base de particules métalliques, oxydées et non oxydées, montre que l'amélioration est plus importante avec des particules non oxydées [29]. Pour des particules à faible conductivité thermique, le matériau n'a quasiment pas d'influence sur la conductivité [13].

Les particules non oxydées sont plus petites que les particules oxydées. Lors de l'oxydation, l'oxygène réagit avec le métal et augmente la taille de la particule d'environ 50%. Par exemple le rayon atomique du cuivre (Cu) est de 140 pm et passe à 200 pm dans sa forme oxydée (CuO). Des fluides à particules non oxydées sont préférables; cependant, pour éviter l'oxydation des particules, le nanofluide doit être produit en une étape. Mais ce procédé étant très coûteux, il n'est pas industrialisable pour l'instant.

1.5.3 Taille des particules

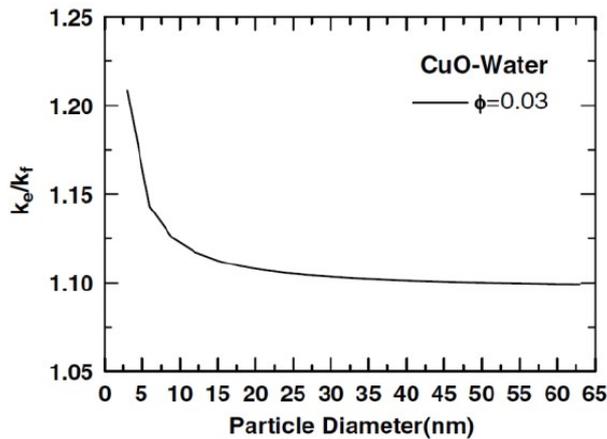


Figure A.9 – Influence du diamètre des particules sur la conductivité thermique [12]

La conductivité thermique d'un nanofluide augmente avec la diminution de la taille des particules [4, 12, 31]. Teng et al. [93] expliquent ce phénomène par l'effet du mouvement brownien des particules. Le coefficient de diffusion brownien augmente en réduisant la

taille des particules; plus les particules sont petites plus la probabilité de collision entre elles augmente et meilleure est la conductivité thermique

$$D_b = \frac{k_p T}{3 \pi \mu d_p} 10^9 \quad (\text{A.3})$$

Le mécanisme de la couche interfaciale solide-liquide renforce la théorie stipulant que la diminution de la taille des particules augmente la conductivité thermique des nanofluides [17].

Yu et al. [13] prétendent le contraire; plus les particules sont grandes plus la conductivité thermique augmente. Özerinç [17] ainsi que Bazan [71] ont également trouvé de grandes disparités concernant l'évolution de la conductivité en fonction de la taille des particules. Pour un nanofluide Al_2O_3 -Ethylène-Glycol, Xie et al. [100] ont relevé une augmentation de la conductivité pour les grandes particules (environ 60 nm) et une diminution pour les petites particules. Özerinç [17] explique cela par l'effet du clustering; plus les particules sont petites plus cet effet est important.

1.5.4 Géométrie des particules

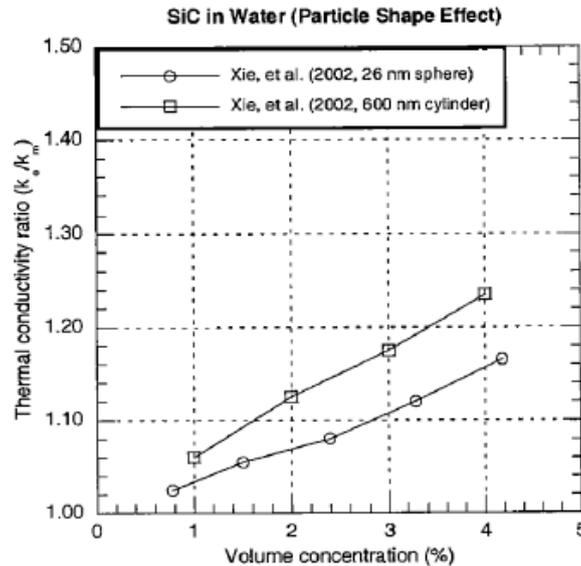


Figure A.10 – Influence de la géométrie des particules sur la conductivité thermique [13]

Aucune amélioration du transfert de chaleur n'est observée dans le cas de particules en forme de disque [28]. Le graphique de la figure A.10) montre que des particules à géométrie cylindrique (longueur indiquée) donnent une meilleure conductivité que des particules

sphériques. Timofeeva et al. [18] ont étudié l'influence de la géométrie des particules sur les propriétés physiques (conductivité, viscosité et pH du fluide). Les nanofluides les plus utilisés ont des particules sphériques car leur production est moins coûteuse que celle des particules cylindriques, par exemple.

1.5.5 Influence de la température

La plupart des auteurs ont trouvé que la conductivité thermique d'un nanofluide augmente en fonction de la température. Teng et al. [93] expliquent l'augmentation de la conductivité thermique avec la température grâce au mouvement brownien. Selon la formulation du coefficient de diffusion brownien (Eqn. A.3), plus la température augmente, plus le coefficient augmente et par conséquent, la conductivité thermique augmente. Sundar et Sharma [5] confirment cette tendance. Li et Peterson [70] ont réalisé un grand nombre d'expériences montrant que l'augmentation de la conductivité thermique est proportionnelle à la température. Özerinç [17], Bazan [71] ainsi que Yu et al. [13] ont trouvé une grande disparité dans l'évolution de la conductivité en fonction de la température. En outre, ils ont constaté que la conductivité n'augmente pas, voire même diminue, avec la température.

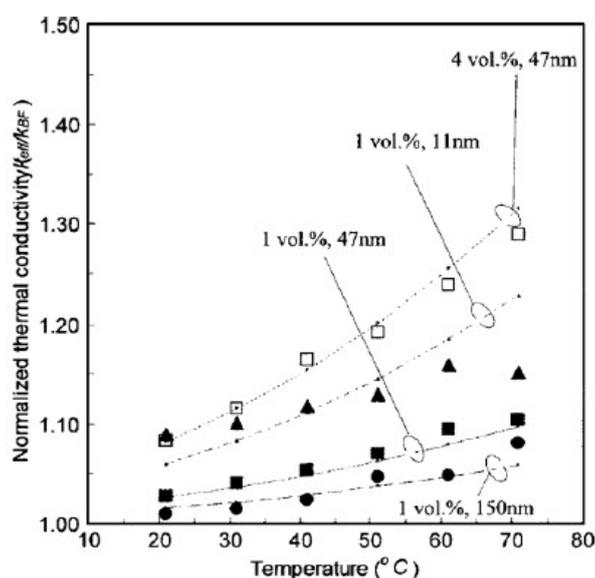


Figure A.11 – Effet de la température sur la conductivité thermique d'un nanofluide Al_2O_3 /eau [14]

La figure A.11 montre que l'augmentation de la conductivité avec la température est d'autant plus grande que les particules sont petites et que leurs concentrations sont

hautes. Ceci a été confirmé par Das et al. [101]. L'évolution de la conductivité thermique en fonction de la température, pour plusieurs nanofluides, est bien plus importante que l'augmentation naturelle observée pour les liquides porteurs qui leur sont associés. Cette caractéristique peut être utile dans un circuit de refroidissement dont la température du fluide augmente progressivement. La conductivité thermique étant améliorée, le refroidissement n'en sera que plus efficace dans les zones chaudes [3]. De ce fait, nous restons assez critiques quant à l'efficacité d'un nanofluide dans un circuit de refroidissement à basse température. Globalement, les caractéristiques ou propriétés thermophysiques d'un nanofluide à hautes températures sont plus avantageuses pour le transfert de chaleur.

1.5.6 pH du fluide

Les études sur l'influence de l'acidité du fluide porteur d'un nanofluide sur la conductivité thermique de ce dernier sont assez limitées. Özerinç [17], Yu et al. [13] ainsi que Xie et al. [100] prétendent que la valeur du pH influence la conductivité thermique ; ils ont constaté un optimum pour un pH compris entre 2 et 3.

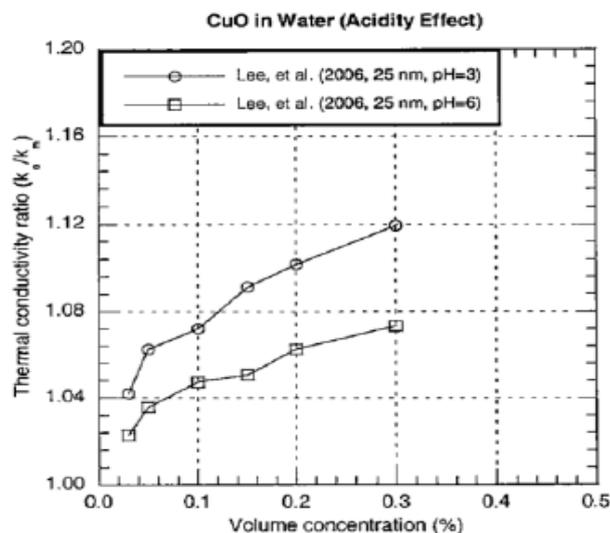


Figure A.12 – Influence du pH sur la conductivité thermique d'un nanofluide CuO/eau (APS = 60nm) [13]

Timofeeva et al. [18] ont déterminé l'influence du pH sur la conductivité thermique d'un nanofluide à base de particules cylindriques associées à de l'éthylène glycol ou de l'eau, avec des pH de 2.54, 3.33 et 4.10. Ils ont constaté que le pH influence peu la conductivité thermique et que la viscosité des fluides augmente en diminuant le pH.

2 Informations complémentaires sur les caloducs

2.1 Classification des types de caloducs

Les caloducs vont différer les uns des autres suivant certains critères. Romestant [38] définit quatre critères de classification.

2.1.1 Type d'écoulement

Cette première classification porte sur la manière dont la phase liquide et vapeur s'écoulent et interagissent. Dans certains caloducs, la phase liquide et vapeur sont en contact direct et s'écoulent généralement dans deux sens différents comme, dans les caloducs à réseaux capillaire et les thermosiphons. Dans d'autres caloducs, les deux phases sont entièrement séparées, s'écoulant dans deux canaux distincts, comme pour les boucles LHP. Le dernier cas concerne les caloducs où les phases liquide et vapeur sont présentes dans un même canal sous forme de bouchon, pouvant circuler dans un sens ou dans l'autre comme dans les caloducs pulsés ou oscillants (Fig. A.13).

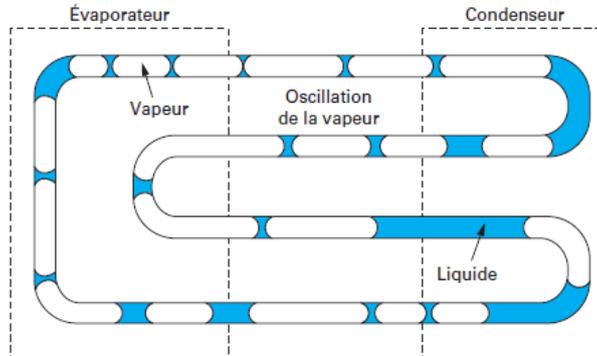


Figure A.13 – Caloduc pulsé ou oscillant [6]

2.1.2 Dimensions

Selon la taille du canal interne des caloducs, on distingue les microcaloducs, les minicaloducs et les macrocaloducs. Le diamètre interne des macrocaloducs s'étend de 1 à 10 centimètres pour des longueurs atteignant plusieurs mètres et le retour des condensats vers l'évaporateur est assuré par des forces volumiques (gravité par exemple). Les minicaloducs, quant à eux, souvent utilisés en microélectronique, possèdent des diamètres internes allant de 1 à 15 millimètres pour des longueurs atteignant 300 mm. Un réseau capillaire est quasiment indispensable pour la circulation du fluide de travail.

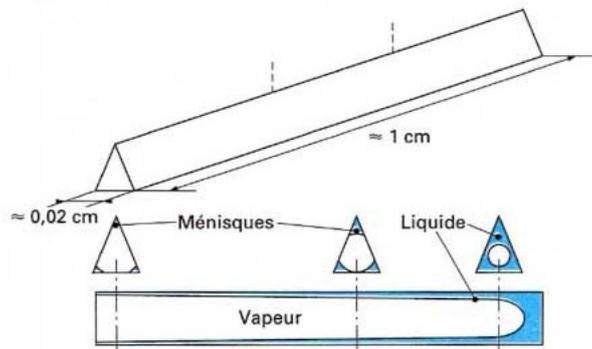


Figure A.14 – Microcaloduc à section triangulaire [15]

Les microcaloducs sont caractérisés par un diamètre intérieur de l'ordre de grandeur du rayon de courbure du ménisque liquide/vapeur (Fig. A.19). Généralement, le diamètre hydraulique de ce type de caloducs est compris entre 10 et 1000 microns. La circulation du fluide de travail est assurée par la force capillaire engendrée par la forme du canal lui-même (Fig. A.14).

2.1.3 Géométrie

La géométrie des caloducs peut différer fortement selon l'application à laquelle ils sont destinés. Les caloducs plats sont rencontrés souvent en microélectronique où ils sont utilisés pour uniformiser la chaleur dissipée dans le but d'éliminer d'éventuels points chauds. Les caloducs flexibles ou même les boucles LHP sont utilisés pour refroidir des éléments dissipateurs de puissance situés dans un environnement fortement encombré, où il est nécessaire de déporter la chaleur vers un endroit où il est plus facile de l'évacuer.

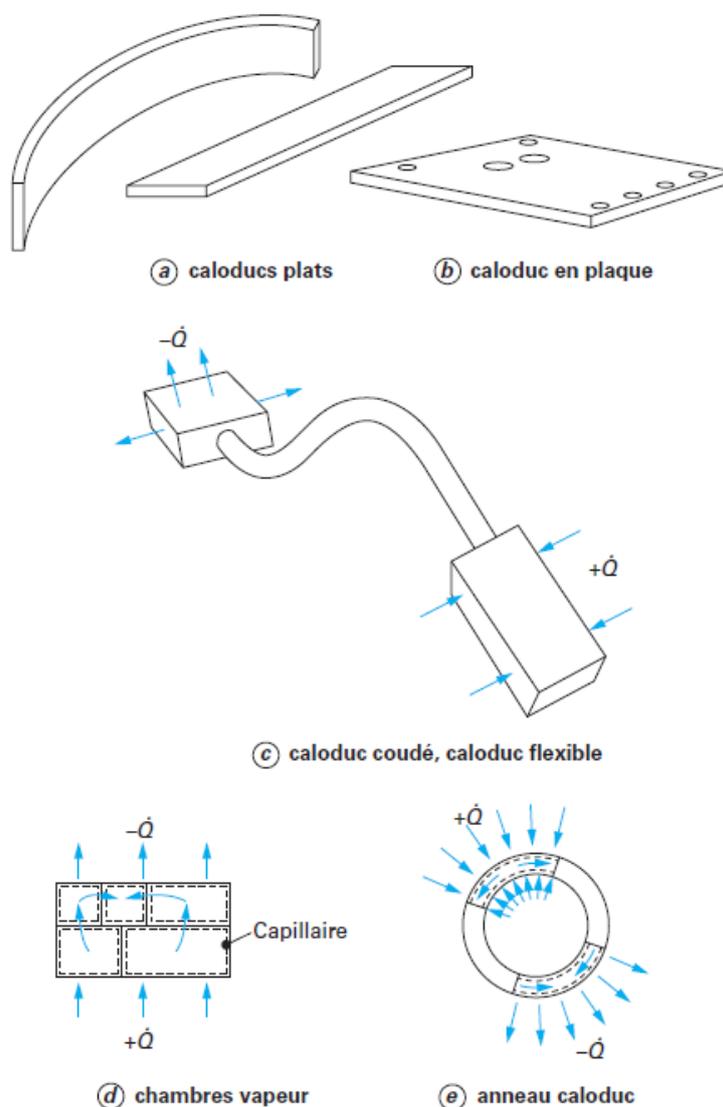


Figure A.15 – Différentes géométries de caloducs [6]

2.1.4 Forces motrices

Le dernier critère de classification concerne le mécanisme ou le dispositif qui permet la circulation/le retour de la phase liquide du condenseur vers l'évaporateur. Dans l'industrie, la majorité des caloducs se basent principalement sur deux mécanismes pour assurer le retour du fluide : la capillarité et la gravité. Ceux utilisant uniquement le poids (la gravité) du liquide pour permettre le retour du liquide au condenseur comprennent les thermosiphons, alors que ceux utilisant la force capillaire comprennent les caloducs à réseau capillaire. Les capillaires peuvent être de différents types ; cependant, les plus répandus sont les réseaux capillaires poreux, à rainures et à tissus métalliques. Les autres

types de réseaux sont formés par la combinaison de ces trois derniers. Les caloducs à réseau capillaire sont les plus utilisés du fait de leur faible coût de production et de leur simplicité ; ils font l'objet de notre étude dans le Chapitre III.

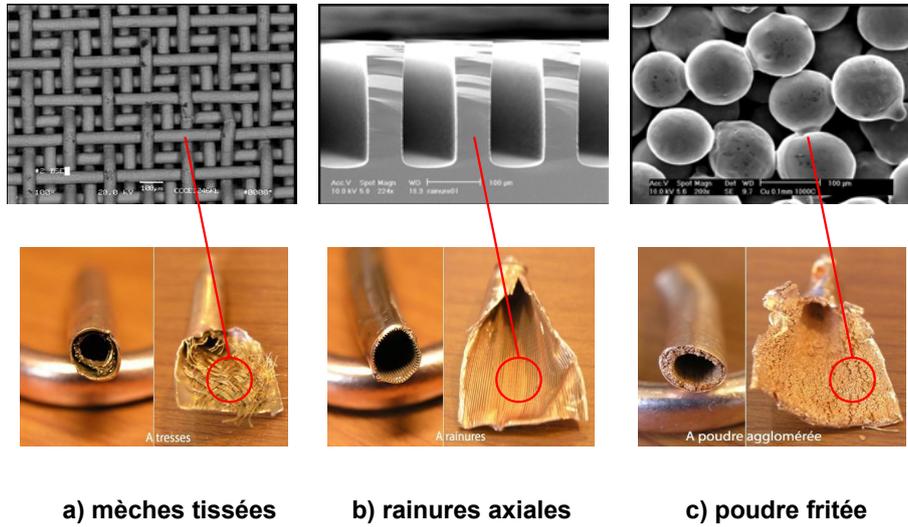


Figure A.16 – Différents types de réseaux capillaires [16]

D'autres types de mécanisme ou de force, permettant le retour du fluide de travail au condenseur, existent. Les caloducs basés sur la force centrifuge sont utilisés pour refroidir les machines tournantes. D'autres utilisent le phénomène d'osmose (caloducs osmotiques). Les caloducs électrodynamiques, quant à eux, se basent sur les forces électrostatiques.

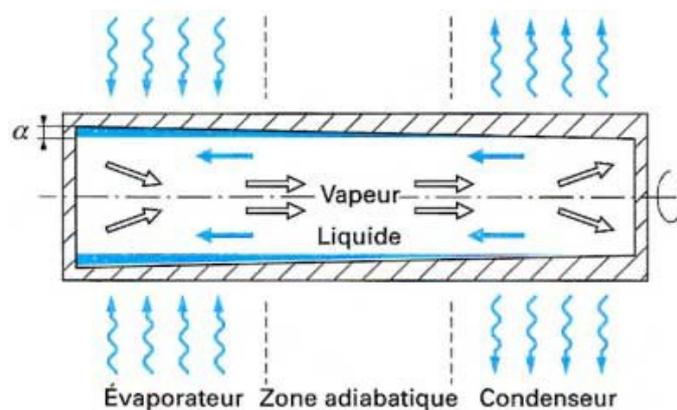


Figure A.17 – Caloducs à force centrifuge [15]

2.1.5 Autres types de caloducs

D'autres types de caloducs ont vu le jour assez récemment comparés aux caloducs à réseaux capillaires, par exemple. Il s'agit des caloducs à résistance variable et des caloducs en silicium. Dans un souci de légèreté et de facilité de fabrication, un nouveau matériau a vu son utilisation s'accroître dans la fabrication des caloducs, le silicium. L'enveloppe du caloduc est réalisée en empilant des couches de silicium les unes sur les autres à la manière d'une imprimante 3D. Le choix du silicium, en tant que matériau enveloppe, découle de l'électronique, où l'on envisage de fabriquer des composants en silicium pré-équipés de leur refroidisseur constitué d'un caloduc. L'intérêt, au-delà du gain en poids, est l'élimination de la résistance de contact entre l'élément chauffant et le caloduc.

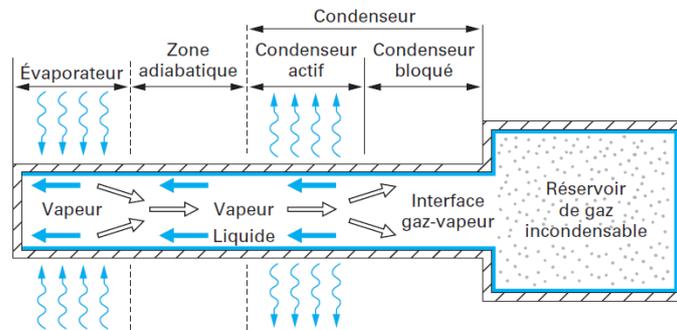


Figure A.18 – Caloduc à résistance variable à gaz incondensable [6]

Les caloducs à résistance variable maintiennent un saut de température constant quelles que soient la puissance à dissiper ou la température d'utilisation. Cela est possible en jouant sur la surface du condensateur qui participe effectivement à la condensation du fluide de travail.

2.2 Autres phénomènes d'origine thermique dans les caloducs

En complément des phénomènes physiques abordés dans la partie §.4.3.2.2 du Chapitre I, d'autres phénomènes thermiques sont observés lors du fonctionnement des caloducs à réseaux capillaires.

2.2.1 Évaporation d'un film liquide mince et résistance de changement de phase

Qu'il s'agisse de la condensation ou de l'évaporation dans un caloduc, on distingue principalement deux résistances thermiques. L'une de conduction dans un film liquide

(côté condenseur ou évaporateur) et l'autre, dite d'interface ou de changement de phase, identique pour l'évaporation et la condensation.

Les modèles dépendent du fait que l'on tienne compte ou pas du chemin thermique préférentiel suivi par le flux, dû notamment à la micro région (partie §.4.3.2.2.2, Chapitre I) . Il s'agit sans doute de la partie la plus complexe à modéliser dans un caloduc. Des phénomènes physiques assez complexes s'y produisent, faisant intervenir jusqu'aux forces de Van der Waals à travers la pression d'adhésion. La micro-région est responsable de la résistance du film liquide et de celle du changement de phase. La zone d'évaporation ou micro-région fait passer 65% du flux thermique d'après Kamenova [40]. Selon Miao et al. [102], plusieurs d'études portent sur l'évaporation d'un film liquide mais peu d'entre elles concernent les structures capillaires.

Nous tenterons d'apporter plus de clarté sur la micro-région, tout d'abord comme étant le siège d'un transfert thermique conductif en son sein, ensuite comme étant le siège d'un phénomène d'évaporation à ses frontières.

Le mécanisme d'évaporation d'un film liquide est assez complexe. On distingue, principalement, quatre régions : la zone d'équilibre, la zone à faible évaporation, la zone à forte évaporation et la zone du ménisque intrinsèque. Les noms de ces régions ou zones diffèrent dans la littérature. Par exemple, Harmand et al. [103] distinguent trois régions : la zone adsorbée, la micro-région et la macro-région dans leur modélisation de l'évaporation d'un film liquide.

La zone d'équilibre :

Il s'agit de la partie du film la plus fine ; l'effet des forces d'adhésion est dominant et empêche toute évaporation. Ainsi le flux thermique et la courbure de l'interface sont nuls dans cette région.

La zone d'évaporation ou micro-région

On distingue, dans cette région, deux sous-régions. Dans l'une, l'effet des forces adhésives est moins important et il peut y avoir de l'évaporation ; le remplacement du liquide évaporé se fait grâce à la différence de pression d'adhésion entre les deux limites de la zone. Dans l'autre sous région, l'évaporation est la plus intense du fait de l'absence totale de forces adhésives ; le remplacement du liquide évaporé se fait grâce à la différence de courbure de l'interface le long de la sous-région. La majorité du flux thermique est dissipé par cette région [40].

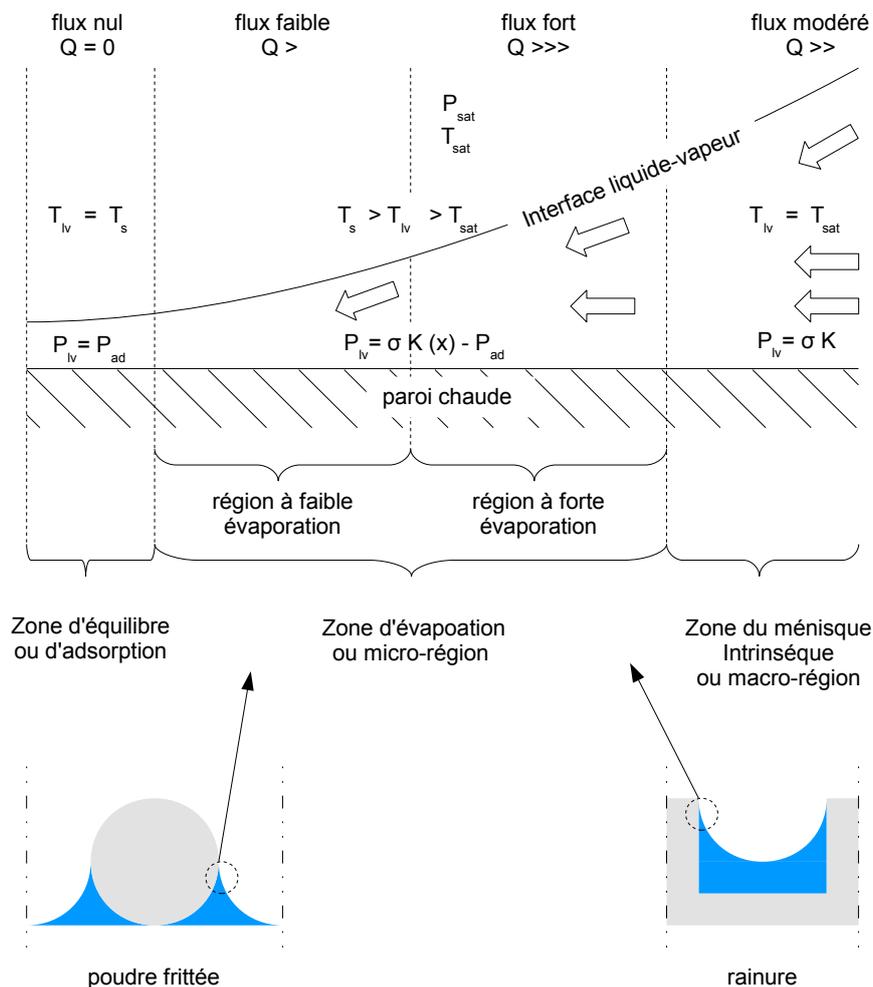


Figure A.19 – Phénomènes physiques associés à l'évaporation d'un film liquide mince

Zone du ménisque intrinsèque ou macro-région :

Il s'agit du début du ménisque que l'on observe, par exemple, dans un tube capillaire (proche de la paroi) ; aucune évaporation ne se produit dans cette zone à courbure constante.

Le flux thermique provoquant le changement de phase liquide/vapeur est majoritairement évacué au niveau d'une petite zone appelée micro-région. Ce constat a conduit plusieurs chercheurs à prendre en compte systématiquement cette région dans leur modélisation.

L'évaporation d'un film liquide est dominée à la fois par les forces d'adhésion et les forces de tension de surface d'où l'expression de la pression capillaire à l'interface liqui-

de/vapeur

$$P_{lv} = P_l - P_v = K \sigma_{lv} - P_{ad} \quad (\text{A.4})$$

La pression de disjonction “ P_{lv} ” est une chute de pression dans le liquide qui est due à la courbure de l’interface liquide/vapeur dans la partie “ $K \sigma_{lv}$ ”, et aux forces de dispersion de Van der Waals, entre le film adsorbé et le solide supportant ce film, dans la partie “ P_{ad} ”. Suivant la zone du film adsorbé dans laquelle on se positionne ; l’effet de l’une des forces, citées précédemment, est dominant ou dominé (Fig. A.19). Le premier terme de la partie droite de l’équation A.4 représente la pression capillaire, le dernier terme représente la pression d’adhésion dont l’expression va varier selon que le fluide est polaire ou apolaire. Dans tout les cas, elle dépendra de l’épaisseur du film liquide.

Pression d’adhésion dans le cas d’un liquide polaire :

Les liquides polaires comme l’eau, l’acétone et l’éthanol se caractérisent par des molécules ayant un moment dipolaire fort, qui est à l’origine d’une forte attraction entre les molécules du liquide et celles de la paroi solide. Cela explique le fait que le débit d’évaporation/condensation, et donc les coefficients de transfert, sont plus important dans le cas des liquide apolaires [40].

Kamenova [40] et Bertossi [104] ont utilisés l’expression de la pression d’adhésion suivante :

$$P_{ad} = \rho_l R_g T_{lv} \ln \left(1.5787 \delta_{mic}^{0.0243} \right) \quad (\text{A.5})$$

L’inconnue dans l’équation A.5 est la température de la l’interface liquide/vapeur “ T_{lv} ”.

Pression d’adhésion dans le cas d’un liquide apolaire :

Dans les liquides apolaires dont le pentane, le décane et l’heptane, les forces d’interactions moléculaires sont très faibles, ce qui permet d’avoir des coefficients d’échange assez conséquents.

Wayner [105] affirme que la pression d’adhésion, dans les liquides apolaires, est l’inverse de l’épaisseur du film liquide multipliée par un paramètre expérimental “ \bar{A} ”, dit “constante de Hamaker”. Kamenova [40] et Bertossi [104] ont également utilisé cette expression

$$P_{ad} = \frac{\bar{A}}{\sigma^{-3}} \quad (\text{A.6})$$

A présent que l'on connaît les différents paramètres qui entrent en jeu dans la formation du film liquide mince, nous abordons dans ce suit la partie évaporation au niveau de l'interface liquide/vapeur. Le but est de trouver une expression de la résistance ou du coefficient d'échange thermique dû au phénomène d'évaporation ou de condensation.

Formulation du coefficient d'échange :

En se basant sur la théorie de la cinétique des gaz, Carey [62] donne le flux de molécules traversant, potentiellement dans les deux sens, une surface plane arbitraire “ S^* ”.

$$j_n = \left(\frac{\bar{M}}{2\pi\bar{R}} \right)^{1/2} \frac{P}{mT^{1/2}} \quad (\text{A.7})$$

On suppose que cette surface plane arbitraire est située dans la phase vapeur, juste avant l'interface liquide/vapeur. L'état d'équilibre de l'interface existe lorsque les molécules quittant la phase vapeur pour rejoindre la phase liquide équilibrent celles quittant la phase liquide pour rejoindre la phase vapeur. La condensation existe lorsque le flux de molécules quittant la phase vapeur est plus important que le flux de molécules entrant dans la phase vapeur et inversement pour l'évaporation.

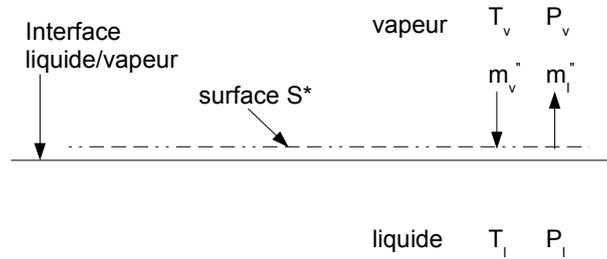


Figure A.20 – Échanges de masse à l'interface liquide/vapeur

Selon le schéma de la figure A.20, le débit d'évaporation ou de condensation est la différence entre le flux de molécules sortant et entrant à travers la surface “ S^* ”. Les flux m_v'' et m_l'' sont évalués dans les conditions de température T_v , T_l et de pression P_v , P_l , respectivement

$$m_{net}'' = m_v'' - m_l'' \quad (\text{A.8})$$

L'équation A.7 développée par Van P.Carey est valable dans le cas où le gaz (ou vapeur) considéré est à l'état de stagnation, alors qu'en réalité, la vapeur se déplace sous l'effet de l'évaporation ou de la condensation. Schrage, en se basant sur la théorie de la

cinétique des gaz, propose un facteur “ Γ ” tenant compte de cet aspect dynamique. Ce qui donne les expressions suivantes :

$$j_{nw-} = \Gamma(a) \left(\frac{\bar{M}}{2\pi \bar{R}T} \right)^{1/2} \frac{P}{m} \quad (\text{A.9})$$

$$j_{nw+} = \Gamma(-a) \left(\frac{\bar{M}}{2\pi \bar{R}T} \right)^{1/2} \frac{P}{m} \quad (\text{A.10})$$

L'équation A.9 est valable quand le sens du flux de molécules est identique à celui du mouvement de la vapeur et inversement pour l'équation A.10.

Seule une fraction des molécules, “ $\hat{\sigma}$ ”, traversant la surface “ S^* ” correspond à des molécules effectivement évaporées ; le reste “ $1 - \hat{\sigma}$ ” étant dû aux différentes réflexions à la surface. “ $\hat{\sigma}$ ” est le facteur d'accommodation.

Dans l'équation A.8, en tenant compte des différents aspects développés, du facteur d'accommodation et du facteur de correction, l'expression du flux net traversant l'interface liquide/vapeur pour les molécules effectivement issues des phénomènes d'évaporation/condensation est la suivante :

$$m_{lv}'' = \left(\frac{\bar{M}}{2\pi \bar{R}} \right)^{1/2} \left(\frac{\Gamma \hat{\sigma} P_v}{T_v^{1/2}} - \frac{\hat{\sigma} P_l}{T_l^{1/2}} \right) \quad (\text{A.11})$$

Le facteur “ a ” des équations A.9 et A.10 est très petit dans les systèmes où la température d'évaporation/condensation est haute. Par exemple, pour de l'eau à 100°C et un flux de 100 kW/m², le facteur “ a ” vaut 1.3 10⁻⁴. Cependant, le facteur “ a ” peut être important pour des applications cryogéniques.

Dans le cas des hautes températures, une expression simple du facteur de correction Γ est donnée par :

$$\Gamma(a) = 1 + a \pi^2 \quad (\text{A.12})$$

Ce qui conduit en dernier lieu à l'expression du débit net d'évaporation ou de condensation à travers l'interface liquide/vapeur

$$m_{lv}'' = \left[\frac{2\hat{\sigma}}{2-\hat{\sigma}} \right] \left(\frac{\bar{M}}{2\pi \bar{R}} \right)^{1/2} \left(\frac{P_v}{T_v^{1/2}} - \frac{P_l}{T_l^{1/2}} \right) \quad (\text{A.13})$$

qui est exprimé par le flux de chaleur associé au débit d'évaporation à travers la chaleur

latente d'évaporation/condensation " h_{lv} "

$$q_{lv}'' = h_{lv} \left[\frac{2\hat{\sigma}}{2-\hat{\sigma}} \right] \left(\frac{\bar{M}}{2\pi\bar{R}} \right)^{1/2} \left(\frac{P_v}{T_v^{1/2}} - \frac{P_l}{T_l^{1/2}} \right) \quad (\text{A.14})$$

Cette expression peut suffire à évaluer le coefficient de transfert thermique associé à l'évaporation pour des interfaces planes. Cependant, dans un caloduc, l'interface liquide/vapeur est souvent courbe. Ce qui nous amène à tenir compte de la courbure de l'interface en injectant dans l'équation A.14 la loi de Clausius-Clapeyron, régissant la courbe de saturation liquide/vapeur des substances pures. Néanmoins, pour aboutir à une expression permettant de dégager un coefficient d'échange, les simplifications et hypothèses suivantes sont nécessaires : utiliser $\Delta P_{vl} = P_v - P_l$ et $\Delta T_{vl} = T_v - T_l$, tenir compte du fait que $\Delta T_{vl}/T_v \lll 1$ et $\Delta P_{vl}/P_v \lll 1$ et utiliser la relation de Clausius-Clapeyron. On aboutit à l'expression du flux de chaleur à travers l'interface liquide/vapeur

$$q_{lv}'' = \left[\frac{2\hat{\sigma}}{2-\hat{\sigma}} \right] \left(\frac{h_{lv}^2}{T_v v_{lv}} \right) \left(\frac{\bar{M}}{2\pi\bar{R}T_v} \right)^{1/2} \left[1 - \frac{P_v v_{lv}}{2h_{lv}} \right] \Delta T_{lv} \quad (\text{A.15})$$

Enfin, l'expression du coefficient de transfert thermique associé, sachant que $h_{lv} = q_{lv}''/\Delta T_{lv}$, est la suivante :

$$h_{lv} = \left[\frac{2\hat{\sigma}}{2-\hat{\sigma}} \right] \left(\frac{h_{lv}^2}{T_v v_{lv}} \right) \left(\frac{\bar{M}}{2\pi\bar{R}T_v} \right)^{1/2} \left[1 - \frac{P_v v_{lv}}{2h_{lv}} \right] \quad (\text{A.16})$$

A partir du coefficient de transfert, on peut facilement connaître la résistance thermique due au changement de phase. Cette expression est autant valable pour le phénomène d'évaporation que pour le phénomène de condensation.

2.2.2 Phénomène de condensation

Dans les systèmes de refroidissement fermés faisant intervenir un changement de phase, il ne peut y avoir d'évaporation sans condensation derrière, car le système ne pourrait atteindre un état d'équilibre. Le caloduc, en tant que dispositif diphasique, n'échappe pas à la règle. Il en est de même pour le refroidissement diphasique passif par immersion des cartes électroniques. Ainsi, la problématique de l'évaporation et de la condensation vont être traitées avec la même attention.

Dans les caloducs à réseau capillaire, le liquide évaporé d'un côté du caloduc se condense à l'autre bout. En général, la condensation se présente sous deux formes : en film ou en gouttelettes. Dans le cas d'une condensation en film, il est préférable d'avoir des

surfaces verticales ou des cylindres en guise de support de condensation. La condensation en gouttelettes est plus efficace que celle en film, la plupart du flux thermique passant par des gouttelettes ne dépassant pas les $100 \mu\text{m}$ de diamètre. La condensation en gouttelettes offre des coefficients d'échange 10 fois supérieurs à ceux de la condensation en film. Pour favoriser la condensation en gouttelettes on recouvre souvent les surfaces de condensation de silicone, Teflon, cires ou acides gras. Cependant, ces revêtements ont une durée de vie limitée. Lors du dimensionnement d'un condenseur on tient toujours compte du cas pire qui est la condensation en film.

On associe également au mécanisme de condensation une résistance conductive, un coefficient d'échange et un saut de température " ΔT_c ". Cette différence est le saut entre la température de saturation du liquide " T_{sat} " et la température de la surface froide " T_s ".

Condensation en film laminaire sur une paroi verticale :

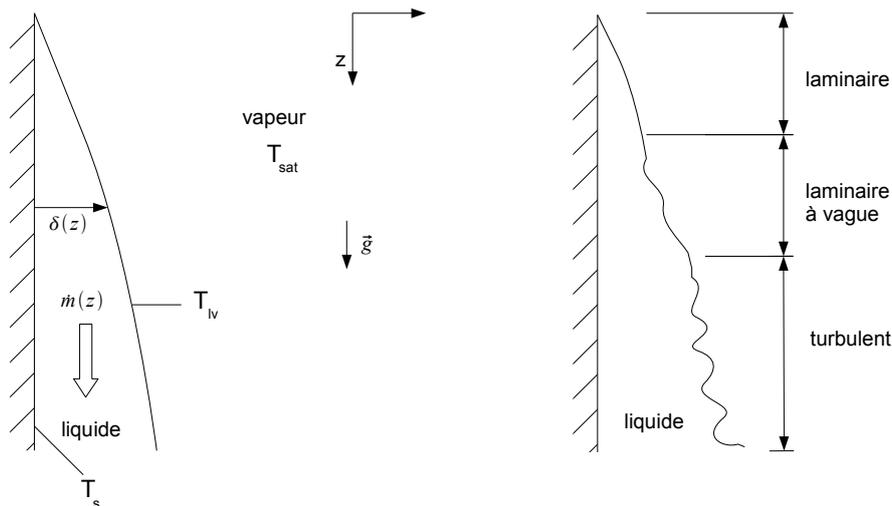


Figure A.21 – Condensation en film et régimes d'écoulement associés sur une plaque verticale

Prenons une plaque verticale à une température inférieure à celle de la saturation du fluide. Un mince film commence à se former et s'écoule sous l'effet de la gravité, il est caractérisé par un débit de liquide et une épaisseur qui varient selon l'axe vertical dans le sens de la gravité (Fig. A.21). Sous certaines hypothèses [2], Nusselt a défini une corrélation permettant d'évaluer le coefficient d'échange et donc la résistance thermique liée à la conduction dans un film mince. Il suffit de connaître l'expression de la variation de l'épaisseur du film liquide " $\delta(z)$ "

$$\bar{h}_{c,L} = 0.943 \left[\frac{g \rho_l (\rho_l - \rho_v) k_l^3 h'_{lv}}{\mu_l L \Delta T_c} \right]^{1/4} \quad (\text{A.17})$$

Dans cette corrélation, le coefficient d'échange est moyenné sur la longueur "L" de la plaque verticale. La chaleur latente modifiée " h'_{lv} " correspond à la prise en compte du probable transfert de chaleur sensible et elle vaut " $h_{lv} + 0.68 C_{p,l} \Delta T_c$ ". Toutes les propriétés sont évaluées à " $T_f = \frac{T_{sat} + T_s}{2}$ ", sauf la masse volumique de la vapeur " ρ_v " et la chaleur latente d'évaporation " h_{lv} ", évaluées à " T_{sat} ".

Si $Ja \leq 0.1$ et $1 \leq Pr \leq 100$, la corrélation A.17 donne de très bons résultats. La précision de la corrélation est de l'ordre de 3%.

Condensation en film turbulent sur une paroi verticale :

A l'image de tout écoulement convectif, la condensation en film peut être de nature laminaire ou turbulente. En fonction du nombre de *Reynolds*, dont l'expression dépend de sa plage de validité (régime d'écoulement, Fig. A.21), on détermine le coefficient d'échange thermique en condensation de la manière suivante [2] :

$$\bar{h}_{c,L} = \frac{Re_\delta \mu_l h'_{lv}}{4 L (T_{sat} - T_s)} \quad (\text{A.18})$$

Les relations entre le nombre de Reynolds et les différentes grandeurs intervenant dans le phénomène de condensation en film, dépendent de la nature du régime d'écoulement : laminaire, laminaire à vague et pleinement turbulent (Fig. A.21).

Si $Re_\delta \leq 30$,

$$Re_\delta = 3.78 \left[\frac{k_l L \Delta T_c}{\mu_l h'_{lv} (\nu_l^2/g)^{1/3}} \right]^{3/4} \quad (\text{A.19})$$

Si $30 \leq Re_\delta \leq 1800$,

$$Re_\delta = \left[\frac{3.7 k_l L \Delta T_c}{\mu_l h'_{lv} (\nu_l^2/g)^{1/3}} + 4.8 \right]^{0.82} \quad (\text{A.20})$$

Si $Re_\delta \geq 1800$,

$$Re_\delta = \left[\frac{0.069 k_l L \Delta T_c}{\mu_l h'_{lv} (\nu_l^2/g)^{1/3}} Pr_l^{0.5} - 151 Pr_l^{0.5} + 253 \right]^{4/3} \quad (\text{A.21})$$

Une fois les nombres de *Reynolds* calculés, on garde celui contenu dans sa plage de validité. En remplaçant la corrélation pour " $Re_\delta \leq 30$ " dans " \bar{h}_L ", on retrouve la

corrélation du film laminaire (en supposant que $\rho_l \gg \rho_v$).

Condensation en film sur un cylindre ou une batterie de cylindres :

Les corrélations développées précédemment, particulièrement en régime laminaire, restent valables pour des cylindres ou des sphères ; mais, dans ce cas, la dimension caractéristique est le diamètre “ D ”.

$$\bar{h}_{c,D} = C \left[\frac{g \rho_l (\rho_l - \rho_v) k_l^3 h'_{lv}}{\mu_l D \Delta T_c} \right]^{1/4} \quad (\text{A.22})$$

Le facteur empirique “ C ” de l’équation A.22, vaut 0.826 pour une sphère et 0.729 pour un cylindre isolé. Dans le cas d’une batterie de cylindre “ N ”, plus probable sur des installations industrielles, le coefficient d’échange thermique devient :

$$\bar{h}_{c,D,N} = \bar{h}_D N^{-1/4} \quad (\text{A.23})$$

Les propriétés thermophysiques dans cette corrélation sont évaluées de la même manière que pour la condensation en film laminaire.

Condensation en gouttelettes :

Souvent, dans les systèmes de refroidissement industriels où la condensation en gouttelettes est mise en jeu, la résistance induite par ce type de condensation est négligeable devant les autres résistances du système. De ce fait peu de corrélations sont disponibles

$$\begin{aligned} \bar{h}_c &= 51.104 + 2044 T_{sat} & 22^\circ\text{C} \leq T_{sat} \leq 100^\circ\text{C} \\ \bar{h}_c &= 255.510 & 100^\circ\text{C} \leq T_{sat} \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

Les corrélations A.24 ont été établies pour la condensation de vapeur d’eau sur des surfaces optimisées pour limiter leur mouillabilité [2].

Quelle que soit la corrélation utilisée, la géométrie de la surface de condensation ou le régime d’écoulement, le flux de chaleur associé à la condensation s’exprime par :

$$q_s'' = \bar{h}_c \Delta T_c \quad (\text{A.25})$$

2.2.3 Phénomènes thermoconvectifs

Dans un caloduc, des phénomènes thermoconvectifs peuvent apparaître dans le réseau capillaire au niveau de l’évaporateur, si les conditions sont réunies pour les tourbillons de

Rayleigh-Bénard et ils apparaissent quasi systématiquement pour l'effet Marangoni. Les tourbillons de Rayleigh-Bénard sont assez connus. Citons l'expérience menée par Bénard où il a observé pour la première fois une structure tourbillonnaire ayant des origines thermiques ; Rayleigh a proposé par la suite une interprétation physique du phénomène. L'effet Marangoni est un peu moins connu.

Tourbillons de Rayleigh-Bénard :

Sous l'effet d'une différence de température entre deux surfaces parallèles (liquide, solide ou gazeuse) orientées horizontalement, des structures tourbillonnaires peuvent se créer suivant le sens du gradient de température. Si la surface haute est plus chaude que la surface basse ($\frac{dT}{dz} < 0$), la masse volumique du liquide diminue dans le sens "z" du vecteur gravité ($\frac{d\rho}{dz} > 0$) ; le liquide est stable et aucun tourbillon ne se forme. Si le gradient de température est inversé ($\frac{dT}{dz} > 0$), le gradient de masse volumique s'inverse également ($\frac{d\rho}{dz} < 0$), ce qui amorce une structure tourbillonnaire qui persiste tant que le gradient existe et qu'il est dans le bon sens (Fig. A.22).

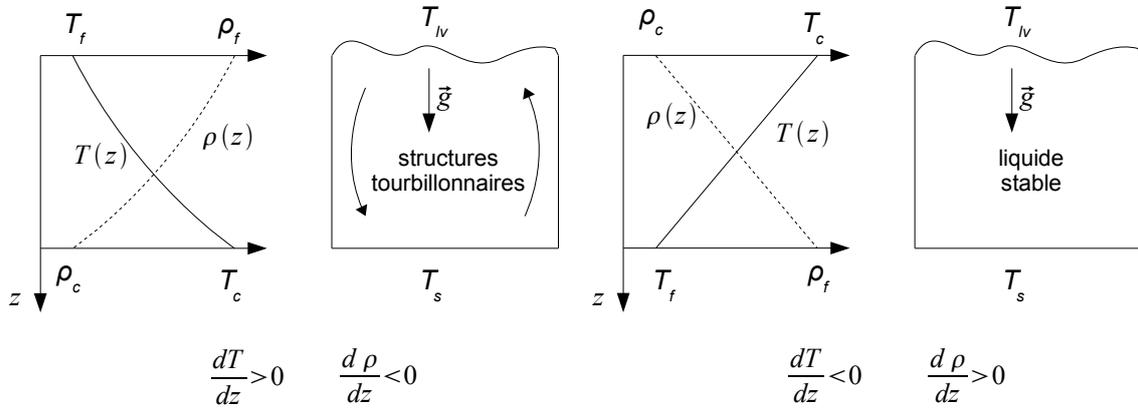


Figure A.22 – Structure tourbillonnaire de Rayleigh-Bénard

Tourbillons de Marangoni :

Les tourbillons de Marangoni, bien que similaires en aspect aux tourbillons de Rayleigh-Bénard, ont une origine différente. En effet, des expériences menées en micro-gravité ont mis en évidence des structures tourbillonnaires alors même que les forces liées à la gravité sont absentes ; l'origine des tourbillons est donc ailleurs. La tension superficielle " σ_{lv} " d'une interface liquide/vapeur dépend étroitement de la température. Si, sur une même interface, le champ de température varie, sa tension superficielle également. Ce gradient de tension superficielle crée un gradient de pression qui va créer, à son tour, un mouvement

horizontal du liquide afin de satisfaire la conservation du débit du liquide. Ce dernier est pompé d'en dessous. Étant plus chaud (du côté de l'évaporateur), il accentue encore plus le gradient de tension superficielle ; la structure tourbillonnaire est amorcée et entretenue (Fig. A.23).

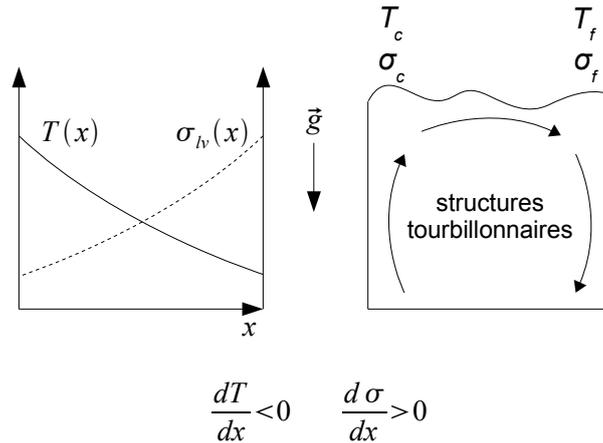
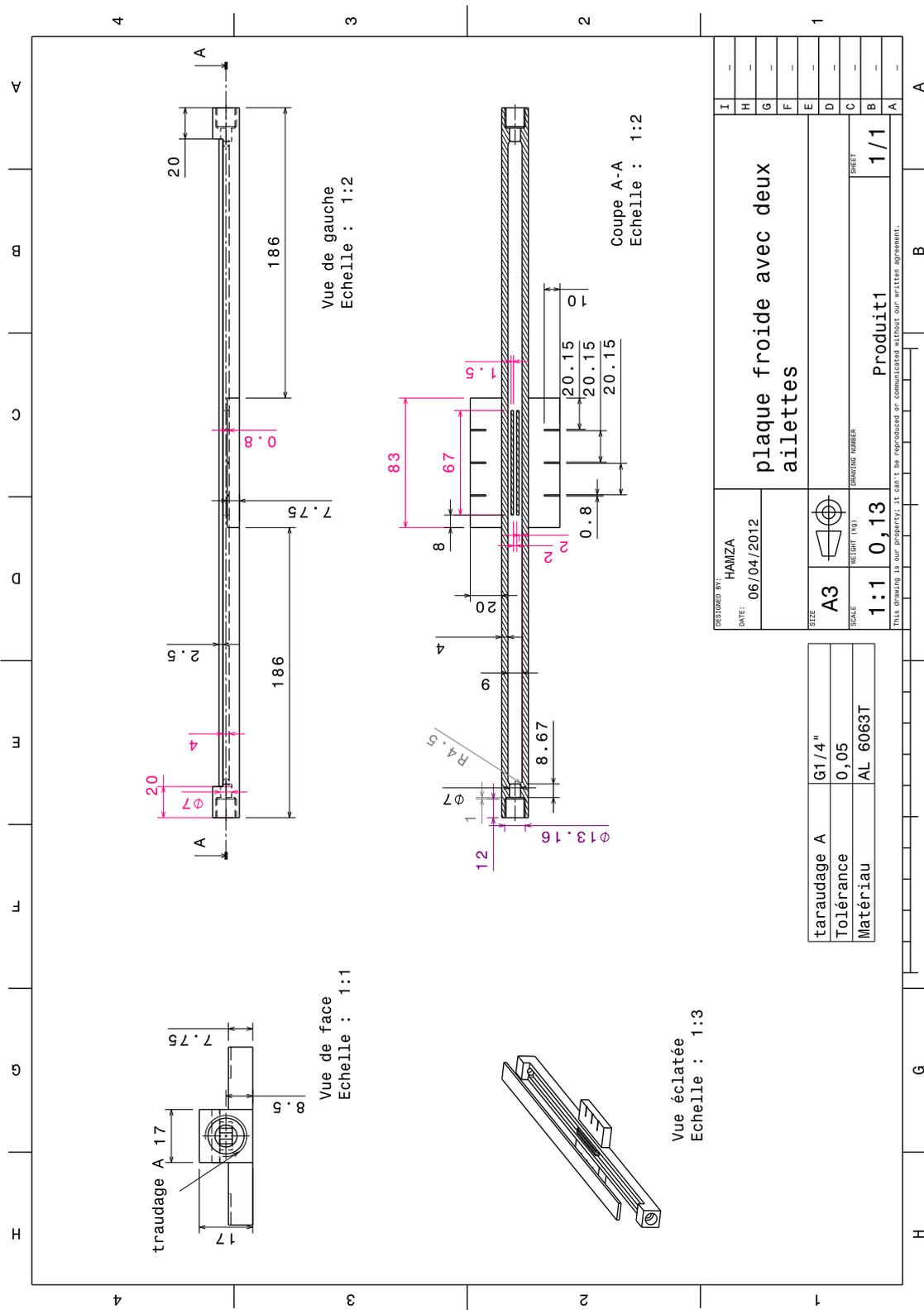


Figure A.23 – Structure tourbillonnaire de Marangoni

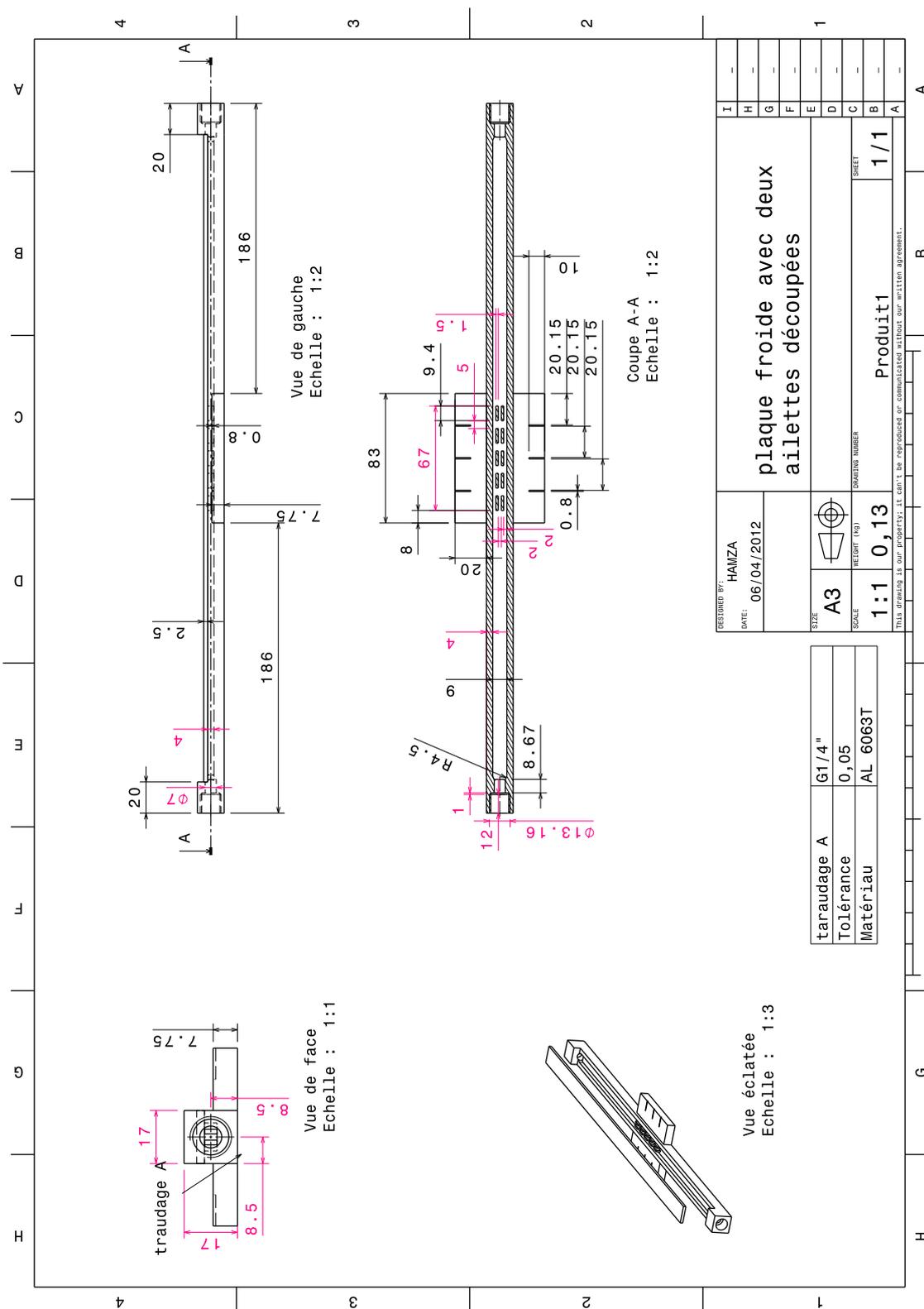
Ranjan et al. [47, 106] ont montré que les tourbillons de Marangoni peuvent avoir un effet non négligeable sur l'intensification du transfert de chaleur dans les microcaloducs, alors que dans des caloducs plus grands (minicaloducs et macrocaloducs) l'effet des tourbillons de Marangoni est négligeable. A cette échelle, le transfert conductif dans le liquide est dominant.

Annexe B

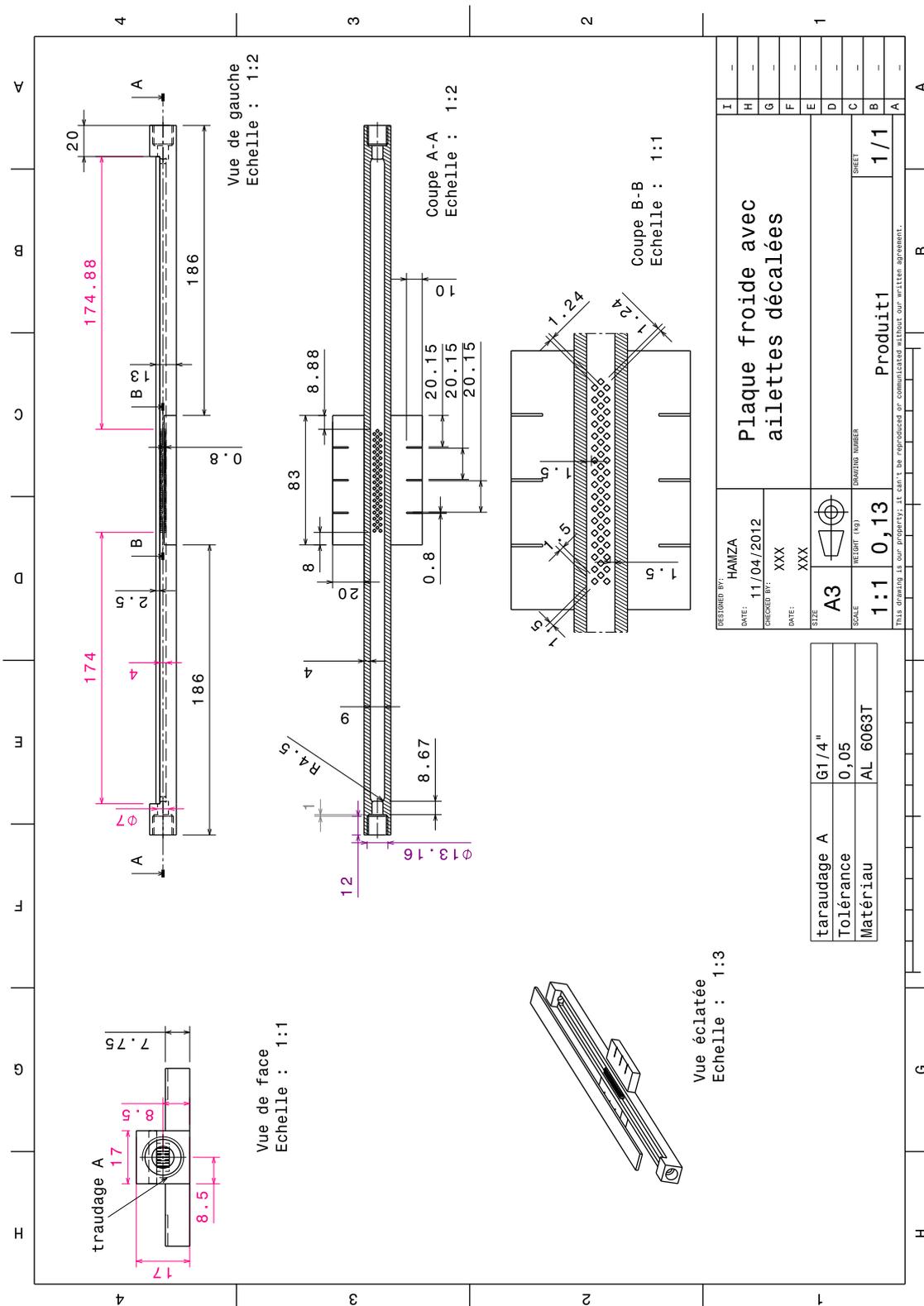
1.2 Plaque froide à deux ailettes



1.3 Plaque froide à ailettes découpées



1.4 Plaque froide à ailettes en forme de losange



2 Preprint de l'article publié à la conférence de l'ASME, InterPACK2013

ENHANCING HEAT TRANSFER IN A COLD PLATE, INSERTS VS.NANOFLUIDS: APPLICATION TO IT SERVERS

Amrid Mammeri
DynFluid Laboratory
Arts et Métiers ParisTech
151, boulevard de l'hôpital,
75013, Paris, France
Email: amrid.mammeri@ensam.eu

Farid Bakir
DynFluid Laboratory
Arts et Métiers ParisTech
151, boulevard de l'hôpital,
75013, Paris, France
Email: farid.bakir@ensam.eu

Smaine Koudri
LIMSI-CNRS
BP 133-91403 Orsay Cedex, France
UPMC Univ Paris 06
4 place Jussieu, 75752 Paris Cedex 05, France
Email: smaine.koudri@limsi.fr

Lionel Coutancier
Jean-Christophe Bonnin
BULL SAS
rue Jean Jaurès, 78340,
les Clayes sous Bois, France
Email: lionel.coutancier@bull.net

ABSTRACT

This work is a comparative experimental study of two ways of heat transfer intensification inside the cold plate of an Indirect Liquid Cooled IT Server. The first way is classical, as surface extension or heat transfer coefficient enhancement by adding fins, turbulators, or surface roughness modification. The second is more recent, it is about using nanofluids. For comparison purpose, we have defined three criteria: thermal performance, hydraulic performance, and efficiency. According to those parameters, classical methods have shown better performances comparatively to nanofluids.

NOMENCLATURE

K_{eff} Efficiency factor [-].
 P Electric power [W].
 p_{in} Inlet pressure [kPa].

p_{out} Outlet pressure [kPa].
 q_v Volumetric flow rate [l/min].
 R_{th} Thermal resistance [°C/W].
 S_e Heat transfer surface [m²].
 T_l Mean liquid temperature [°C].
 T_s Heated surface temperature [°C].
 U Overall heat transfer coefficient [W °C⁻¹m⁻²].
 W_p Pumping power [W].
 δX Absolute uncertainty of variable X.
CPU Central Processing Unit.
PUE Power Usage Effectiveness.

INTRODUCTION

Cooling down electronic components is vital for IT designers, especially, for servers manufacturers. Since the last 10 years, the power density of electronic chips was multiplied by eight

(37,5 W/cm² in 2001 to 300 W/cm² in 2010), a more efficient cooling process is then mandatory. Currently, electronic components (as CPU's) are cooled down using forced convection of air above a heat sink, such methods have reached their limits, using liquids instead of air is a promising technology, it consists of a cold plate in contact with a heat source (electronic component), liquid such water flows inside and captures the dissipated heat. The process is more efficient and allows to have more dense electronic components.

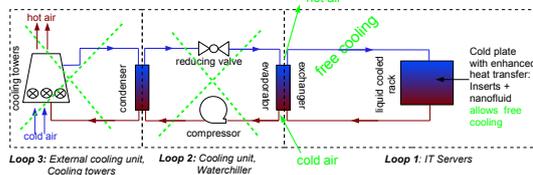


FIGURE 1. EFFECT OF WARM WATER IN DATACENTERS

The cold plate studied here is used in *Bullx DLC* IT servers of BULL company, which has developed liquid-cooled servers. Optimizing the cold plate allows to use warmer water at the "Rack in" and therefore "Data Center in", leading to warmer water at "data center out". It is easier to cool down warm water by a free cooling system (see Fig. 1).

THEORY AND LITERATURE REVIEW

Liquid cooling of electronic components is a matter of heat and mass transfer mechanics. If one assumes a 1D, steady problem, Fourier's law for conduction heat transfer and Newton's law for convection heat transfer can be used. Note that radiation heat transfer is neglected. Hence, electronic components liquid cooling process can be represented with a circuit of thermal resistances between its surface and a heat sink (a fluid in fine). For our application (see Fig. 2), mainly, there are a conduction thermal resistance in the material of the cold plate, a conduction thermal resistance in the boundary layer between the fluid and the cold plate wall, and finally a convection thermal resistance. One should minimize all of them.

The first conduction thermal resistance cannot really be minimized, there is just the necessary material to link the components to its heat sink. Conduction thermal resistance of the boundary layer (BL) can be minimized by disturbing this BL or enhancing fluid thermal conductivity, this is the main reason why we have thought about nanofluids, this topic is detailed hereafter. The convective thermal resistance can be minimized according to

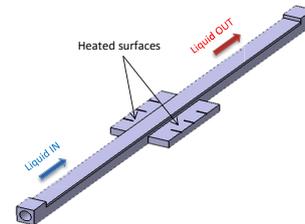


FIGURE 2. THE STUDIED COLD PLATE.

traditional methods like surface extension by inserting fins or turbulators (turbulence acts on the heat transfer coefficient mainly). Some authors reported that nanofluids can act on the heat transfer coefficient as well.

Increasing Heat Transfer Surface/Coefficient

Several authors have investigated the ways to increase heat transfer between a heated surface and a fluid. Young and Vafai [1] have studied numerically fluid and thermal transport within 2D channel containing large arrays of heated obstacles. The goal was to evaluate the impact of changes in obstacles width, height, spacing, heating method, and number on cooling performances. Among their numerous results, they have found that smaller and widely spaced obstacles transfer more effectively thermal energy to the fluid.

Korichi and Oufer [2] achieved a numerical simulation of fluid flow and heat transfer in a 2D horizontal and rectangular channel with heated obstacles mounted alternatively on the upper and lower wall. They have found that the heat transfer is significantly enhanced between the heated obstacles and the fluid, up to 123%. The reason, is that with increasing Reynolds number (fluid velocity mainly) streamwise periodic contraction-expansion of the cross section induce bifurcation to self sustained oscillatory flow and led to onset of Tollmien-Schlichting waves, such waves interrupts periodically the thermal boundary layer.

Adachi and Uehara [3] investigated numerically flow and temperature fields in channels with periodically grooved parts. They have discussed the efficiency between the heat transfer enhancement and the increase of pressure drop for various channel configurations. Their conclusions indicated that channels with expanded grooves are more efficient than channels with contracted ones.

Farhanieh et al. [4] have studied numerically and experimentally laminar fluid flow and heat transfer characteristics in a duct with grooved wall, the results show enhancement of heat transfer compared with a straight parallel plate duct. On the other hand, they have noted a significant increase in pressure drop.

Bilen et al. [5] performed an experimental study of surface heat transfer and friction characteristics of a fully developed turbulent air flow in different grooved tubes. Different groove shapes have been studied: circular, trapezoidal and rectangular, for different Reynolds numbers, ranging from 10000 to 38000. They have noted a maximum heat transfer enhancement for the circular grooved tube, up to +63%, followed by trapezoidal grooves +58% and rectangular grooves +47%, compared with the smooth tube. The difference in performance between rectangular fins and the others is due to recirculation and fluid stagnation in that shape of grooves. Relative similar performance of circular and trapezoidal grooved tubes despite of different groove number, less for trapezoidal, is due to more flow disturbance in that configuration.

On the basis of our bibliography analysis, simplicity, repeatability and existing manufacturing technology, we have selected the configurations shown in Fig. 4.

Heat Transfer With Nanofluids

Using nanofluids as an alternative and more effective heat transfer fluid is the most promising application of that kind of fluids. From the beginning of 2000 to 2010, publication about nanofluids increased from 15 to 427, nevertheless, this number falls to 174 for 2010. Authors studies focused mainly on dynamics of nanofluids with 52% of publication, heat transfer in nanofluids, 25%, and nanofluids thermophysical properties, 23% [6].

Nanoparticles introduction in a fluid changes its thermo-physical properties, especially, thermal conductivity, heat capacity, density and viscosity [7]. Factors, such material, shape, size and concentration of nanoparticles influence largely the thermo-physical properties of nanofluids, adding to that, temperature and pH of the base fluid [8].

According to research, the thermal conductivity enhancement of nanofluids is the main cause of heat transfer effectiveness of such fluids [8]. Thus, authors focused their research on factors influencing this thermophysical property. Yu et al. [9] have noted increasing thermal conductivity enhancement from 2 vol.% up to 10 vol.% with nanoparticles concentration, from 1 vol.% up to 4 vol.% for Al_2O_3 /water nanofluid. However, they have observed thermal conductivity decreasing if concentration exceeds 5 vol.%.

The more conductive the nanoparticles material the best the nanofluids thermal conductivity [10]. Pure metallic nanoparticles (Cu , Al) based nanofluids have a better performance than Metal oxides (CuO , SiO_2 , Al_2O_3) based nanofluids, according to Eastman et al. [11]. On the other hand, abrasion and stability issues appear.

Authors are relatively agree to say that thermal conductivity of nanofluids increases with decreasing nanoparticles size, one should consult papers from [12–14] for more details. Teng et al.

[15] explain this behaviour by the Brownian motion of nanoparticles, according to Einstein-Stokes equation (see Eqn. (1)) the smaller the nanoparticle the higher the Brownian diffusion coefficient.

$$D_B = \frac{k_B T}{3\pi \mu d_p 10^{-9}} \quad (1)$$

where “ k_B ” is the Boltzmann constant, “ μ ” the fluid viscosity and “ d_p ” the particles diameter.

Timofeeva et al. [16] have studied the influence of nanoparticles shape on nanofluids properties such, thermal conductivity and viscosity. Their results show that cylindrical nanoparticles have the best performance, followed by bricks and platelets or blade shaped nanoparticles.

According to many authors, it is a fact, increasing temperature increases nanofluids thermal conductivity, further details are available in works of Sundar and Sharma [17], Li and Peterson [18]. Teng et al. [15] explain that behaviour by Brownian motion enhancement, increasing temperature creates more agitation in nanofluids and then collision probability between particles is greater. Eqn. (1) shows in fact that Brownian diffusion coefficient is in direct proportion to temperature.

Strandberg and Das [14] show that with increasing nanoparticles concentration, Prandtl number, Nusselt number, and thus the convection heat transfer coefficient increase. Convective heat transfer coefficient enhancement is probably due to boundary layer disturbance caused by the nanoparticles agitation.

The drawbacks of nanofluids are pressure drop increase and stability. Stability includes nanoparticles sedimentation and agglomeration. Under Van der Waals forces, attraction between nanoparticles may occur regarding the “nano” size of particles, causing agglomeration and then sedimentation of nanoparticles [19]. According to Oh et al. [20] nanoparticles agglomeration decreases thermal conductivity of nanofluids and thus, heat transfer performances.

Finally, we have noted lake of publications about the use of nanofluids in industrial applications.

EXPERIMENTAL SET UP

The studied device consists of a part of a cold plate, cooling down an electronic board. This part is critical, it represents the contact zone between CPU’s and the global cold plate (see Fig. 2). To reproduce the heat generated by CPU’s, we have used two heaters (electric wires) dissipating 65 W each one. Liquid flows inside the cold plate channel with known volumetric flow rate, the temperatures of heaters are measured for several flow rates (1; 1,45 and 2 l/min) and inlet temperatures (20°C and 40°C). The process is repeated for the configurations shown in Table 1 or Fig. 4.

ERROR ESTIMATION

For lowering random errors, we have repeated the measurement two times for each flow rate of each configuration, the relative difference was within apparatus precision ($< 0,2\%$, for temperature). Considering the relative uncertainty (precisions) of measuring apparatus: “ $\frac{\delta T}{T} = \pm 0,2\%$ ”, for thermocouples; “ $\frac{\delta \Delta p}{p} = \pm 0,075\%$ ”, for pressure sensor; and “ $\frac{\delta q}{q} = \pm 2\%$ ”, for flow meter, and applying logarithmic differentiation to Eqn. (2), Eqn. (3), Eqn. (4) and Eqn. (5), we have obtained uncertainty expressions for the several plotted variables.

Uncertainty on overall heat transfer coefficient:

$$\frac{\delta U}{U} = \frac{2 \delta T}{T_s - T_f} \quad (6)$$

Uncertainty on thermal resistance:

$$\frac{\delta R_{th}}{R_{th}} = \frac{\delta U}{U} \quad (7)$$

Uncertainty on pumping power:

$$\frac{\delta W_p}{W_p} = \frac{\delta q_v}{q_v} + \frac{\delta \Delta p}{p} \quad (8)$$

Uncertainty on efficiency factor:

$$\frac{\delta K_{eff}}{K_{eff}} = \frac{\delta R_{th}^r}{R_{th}^r} + \frac{\delta R_{th}^i}{R_{th}^i} + \frac{1}{3} \left[\frac{\delta W_p^i}{W_p^i} + \frac{\delta W_p^r}{W_p^r} \right] \quad (9)$$

Thus, for each parameter, error squares have been defined and reported on the different plots. Note that the error bars in the different plots are relatively small for lower values (may be indiscernible), excepted for efficiency factor (see Fig.8), where uncertainty propagation makes the error bars larger.

RESULTS AND DISCUSSIONS

The first parameter of comparison is the thermal resistance, the lower its value the better the thermal performance. According to Fig. 5, the configuration with lozenge shaped fins “PF-AL” offers the best thermal performance comparing to the other fins. That can be explained by the amount of surface extension, in fact the heat transfer surface is extended by 97%, 64%, and

79% respectively for the configuration “PF-AL”, “PF-AD” and “PF-2A”, relatively to the empty channel configuration “PF-V”. Despite the larger surface extension of the configuration “PF-2A”, it has a lower thermal performance than the configuration “PF-AD”. One can explain this behaviour, considering the overall heat transfer coefficient plotted in Fig. 6. We observe that the configuration “PF-AD” has an overall heat transfer coefficient 25% higher than the configuration “PF-2A”, note that the difference of surface extension is only about 9% in favour of the configuration “PF-2A”.

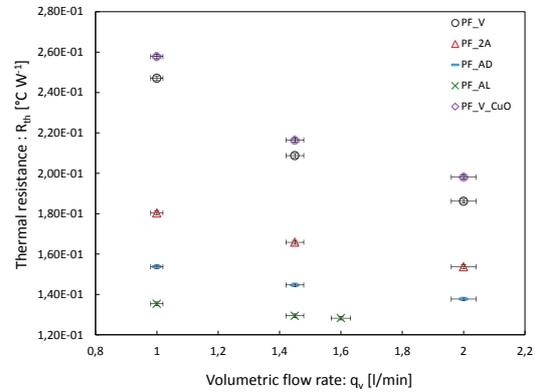


FIGURE 5. THERMAL RESISTANCE.

The thermal performance of the nanofluid (configuration “PF-V-CuO”), either thermal resistance or overall heat transfer coefficient is lower than the reference configuration “PF-V” (using water as heat transfer fluid), it has about 5% higher/lower values. We have observed the same trend for higher liquid temperature (~ 40 °C), and for an other nanofluid based on a different heat transfer liquid “Temper-10 from Climalife” with ZnO nanoparticles. When water is used as the heat transfer fluid, thermal and hydraulic performances of the several inserts geometries are not really affected by temperature changes, may be a little for the hydraulic performance due to viscosity and density temperature dependency. However, when nanofluid is used, its thermal conductivity may vary with temperature according to some authors [17, 18], hence the thermal performance. Nevertheless, we have noted no performance difference between 20°C and 40°C tests when the CuO/water nanofluid is used, if there is a gain, it is within the error bars.

The bad performance of the tested nanofluids may be explained by several factors: nanoparticles agglomeration, insuffi-

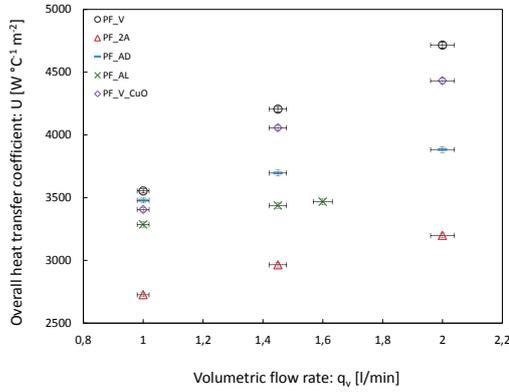


FIGURE 6. OVERALL HEAT TRANSFER COEFFICIENT.

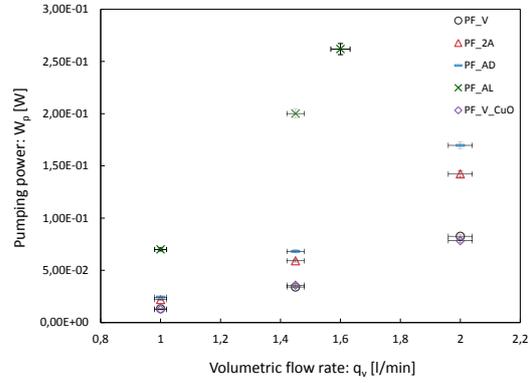


FIGURE 7. PUMPING POWER.

cient nanoparticles load or it is just a matter of channel geometry.

The pressure drop expressed here by the pumping power (see Fig. 7) is the highest for the configuration with lozenge shaped fins “PF-AL”, about 489% higher than the empty channel configuration “PF-V”. This huge pressure drop has constrained us to limit the flow rate at 1,6 l/min for the configuration “PF-AL”, because of the limited measurement range of the differential pressure sensor (0-10 kPa).

One should note, the similar hydraulic performance of CuO/water nanofluid “PF-V-CuO” and the reference configuration with water “PF-V”, this can be explained by the relative proximity of CuO/water nanofluids density and viscosity to those of water.

As well, we note that the configuration “PF-AD” causes a little bit higher pressure drop than the configuration “PF-2A”, up to 20% for a flow rate of 1,45 l/min. This is probably due to the vortices created behind the fins in flow direction, those vortices cause an additional energy loss.

With the aim of making the best configuration choice, we have plotted in Fig. 8 an efficiency factor relating hydraulic and thermal performance. All values above the efficiency threshold “1”, can be considered as a good option. However, the configuration with multiple rectangular fins seems to make the best compromise between thermal and hydraulic performance, with an efficiency factor up to 1,3.

As well, one should note the relative bad efficiency factor of the CuO/water nanofluid. This can be explained by the bad thermal performance of CuO/water nanofluid comparing to pure water for approximately the same pumping power.

Table 2 summarizes heat transfer gain or loss in terms of heat source surface temperature difference between the reference

configuration “PF-VL” and other configurations, for a flow rate of 1,45 l/min. Table 2 shows again that the configuration “PF-AD” offers the best compromise between heat transfer enhancement and efficiency, with a heat source surface temperature 8,3°C lower and an efficiency of 1,14.

Consider a cold plate disposed above a CPU dissipating a fixed power, the liquid enters the cold plate, captures the heat generated and leaves it to be cooled down by the datacenter cooling system. If we replace this cold plate with an enhanced one (with inserts) and keep the same working conditions (dissipated power, water inlet temperature), the CPU temperature would be lower. This gain of temperature (cold plate/enhanced cold plate) can be directly added to cold plate inlet temperature, and thus to the datacenter inlet temperature (see Fig. 1). Warmer water makes the datacenter’s PUE closer to one, due to the suppression of water-chillers for instance.

TABLE 2. CONFIGURATIONS GAINS OR LOSSES.

Configuration	Gain - /Loss +	Efficiency
PF-2A	-5,6 °C	1,05
PF-AD	-8,3 °C	1,14
PF-AL	-10,3 °C	0,89
PF-V-CuO	+1 °C	0,95

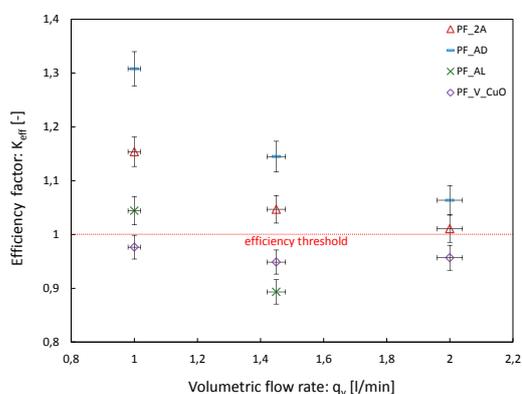


FIGURE 8. EFFICIENCY FACTOR.

CONCLUSION

The comparative experimental study of three shapes of fins and a CuO /water based nanofluid shows the good thermal performance of lozenge shaped fins “PF-AL” comparing to the other fins. We have explained that by the greater surface extension of that configuration. Configuration with small rectangular fins “PF-AD” shows a better thermal performance than the one with longitudinal rectangular fins “PF-2A”, despite of a lower surface extension. This is due to the vortices created behind the small fins causing a better mixing. The tested CuO /water nanofluid exhibits a relative bad performance comparing to the fins, may be this is due to several factors as nanoparticles agglomeration, insufficient nanoparticles load or channel geometry.

On the other hand, the worst hydraulic performance is attributed to lozenge shaped fins (+489% of pressure drop). The small difference of pressure drop between short rectangular fins “PF-AD” and longitudinal rectangular fins “PF-2A” is due to vortices creation, causing additional energy loss. Similar hydraulic performance of CuO /water nanofluid “PF-V- CuO ” and the reference configuration with water “PF-V” is due to the relative proximity of density and viscosity of both fluids.

According to the efficiency factor, the configuration with small rectangular fins “PF-AD” exhibits the best compromise between heat transfer enhancement and pressure drop.

Finally, we have estimated that we can increase the cold plate inlet temperature by 8 °C with the configuration “PF-AD”, with keeping a good efficiency factor of 1,14 for a fixed flow rate of 1,45 l/min.

REFERENCES

- [1] Young, T. J., and Vafai, K., 1998. “Convective flow and heat transfer in a channel containing multiple heated obstacles”. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **41**, pp. 3279–3298.
- [2] Korichi, A., and Oufer, L., 2007. “Heat transfer enhancement in oscillatory flow in channel with periodically upper and lower walls mounted obstacles”. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **28**, pp. 1003–1012.
- [3] Adachi, T., and Uehara, H., 2001. “Correlation between heat transfer and pressure drop in channels with periodically grooved parts”. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **44**, pp. 4333–4343.
- [4] Farhanieh, B., Herman, C., and Sundén, B., 1993. “Numerical and experimental analysis of laminar fluid flow and forced convection heat transfer in a grooved duct”. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **36**(6), pp. 1609–1617.
- [5] Bilen, K., Cetin, M., Gul, H., and Balta, T., 2009. “The investigation of groove geometry effect on heat transfer for internally grooved tubes”. *Applied Thermal Engineering*, **29**(4), pp. 761–769.
- [6] Maouassi, A., 2012. “Intensification des Echanges de Chaleur par l’Utilisation des Nanofluides”. PhD thesis, Université M’hamed Bougara Boumerdès.
- [7] Bachir, G., Sawli, R., and Fakhri, C., 2008. “Etude du transfert de chaleur en convection naturelle dans les nanofluides”. <http://www.sft.asso.fr/Local/sft/dir/user-3775/documents/actes/congres.2008/351.pdf>, pp. 1–6.
- [8] Doche, O., Gruss, J.-a., and Soriano, O., 2007. “Une nouvelle technologie pour les échangeurs thermiques : Le Nanofluide”. In 18 ème Congrès Français de Mécanique, no. 1995, pp. 27–31.
- [9] Yu, W., France, D., Choi, S., and Routbort, J., 2007. Review and Assessment of Nanofluid Technology for Transportation and Other Applications. Tech. rep., Argonne National Laboratory, Energy Systems Division.
- [10] Ribeiro, J.-P., and Grüss, J.-A., 2010. Nanofluides pour les applications thermiques. Tech. Rep. 0, Techniques de l’Ingénieur.
- [11] Eastman, J. A., Choi, S. U. S., Li, S., Yu, W., and Thompson, L. J., 2001. “Anomalous increase of effective thermal conductivities of ethylene glycol-based nanofluids containing copper nanoparticles”. *Applied Physics Letters*, **78**(6), pp. 718–720.
- [12] Anoop, K. B., Sundararajan, T., and Das, S. K., 2009. “Effect of particle size on the convective heat transfer in nanofluid in the developing region”. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **52**(9-10), pp. 2189–2195.
- [13] Feng, Y., Yu, B., Xu, P., and Zou, M., 2007. “The effective thermal conductivity of nanofluids based on the nanolayer and the aggregation of nanoparticles”. *Journal of Physics*

- D: *Applied Physics*, **40**, pp. 3164–3171.
- [14] Strandberg, R., and Das, D. K., 2010. “Influence of temperature and properties variation on nanofluids in building heating”. *Energy Conversion and Management*, **51**(7), pp. 1381–1390.
- [15] Teng, T.-p., Hung, Y.-h., Teng, T.-c., Mo, H.-e., and Hsu, H.-g., 2010. “The effect of alumina / water nanofluid particle size on thermal conductivity”. *Applied Thermal Engineering*, **30**(14-15), pp. 2213–2218.
- [16] Timofeeva, E. V., Routbort, J. L., and Singh, D., 2009. “Particle shape effects on thermophysical properties of alumina nanofluids”. *Journal of Applied Physics*, **106**, pp. 1–11.
- [17] Sundar, L. S., and Sharma, K. V., 2008. “Experimental Determination of Thermal Conductivity of Fluid Containing Oxide Nanoparticles”. *International Journal of Dynamics of Fluids*, **4**(1), pp. 57–69.
- [18] Li, C. H., and Peterson, G. P., 2006. “Experimental investigation of temperature and volume fraction variations on the effective thermal conductivity of nanoparticle suspensions nanofluids”. *Journal of Applied Physics*, **99**, pp. 1–8.
- [19] Jiang, W., Ding, G., Peng, H., and Hu, H., 2010. “Modeling of nanoparticles aggregation and sedimentation in nanofluid”. *Current Applied Physics*, **10**(3), pp. 934–941.
- [20] Oh, D.-w., Jain, A., Eaton, J. K., Goodson, K. E., and Sik, J., 2008. “Thermal conductivity measurement and sedimentation detection of aluminum oxide nanofluids by using the 3 Omega method”. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **29**, pp. 1456–1461.
- [21] Chang, S. W., Liou, T., Chiang, K. F., and Hong, G. F., 2008. “Heat transfer and pressure drop in rectangular channel with compound roughness of V-shaped ribs and deepened scales”. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **51**, pp. 457–468.

Annexe C

1 Détermination de la conductivité effective des rainures triangulaires

Dans cette partie nous démontrons l'expression de la conductivité thermique équivalente de la structure capillaire à rainures triangulaires axiales. Nous nous sommes basés sur les données du fabricant *Atherm* et sur le modèle de conductivité de Chi [42] pour une rainure axiale. Ce modèle tient compte de la conduction thermique dans le film liquide près de la zone d'accroche ménisque/paroi.

En prenant l'élément répétitif de la structure capillaire triangulaire (demi-ailette et demi-rainure remplie de liquide) (Fig. C.1), on construit le circuit thermique équivalent du réseau capillaire puis, l'expression de la conductivité équivalente de ce même réseau.

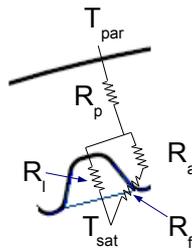


Figure C.1 – Circuit thermique résistif équivalent de la structure capillaire

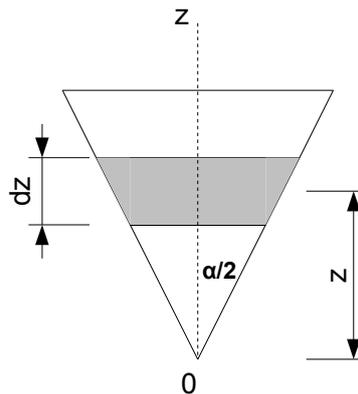


Figure C.2 – Résistance thermique d'un triangle

Le capillaire est constitué de trois résistances thermiques : la résistance thermique du liquide “ R_l ” en parallèle avec deux résistances en série, la résistance de l'ailette “ R_a ” et la résistance du film liquide “ R_f ”. Le tout évolue entre la température de la paroi “ T_{par} ”

et la température de saturation “ T_{sat} ” (Fig. C.1).

$$\frac{1}{R_q} = \frac{1}{R_l} + \frac{1}{R_f + R_a} \quad (C.1)$$

L’expression de la résistance thermique du film liquide est donnée par Chi et vaut “ $0.185/k_l$ ”. Il s’agit, ensuite, d’établir les expressions des résistances thermiques de l’ailette et de la rainure. L’ailette et la rainure ont une forme triangulaire ou pyramidale.

$$dR_{tri} = \frac{dz}{k A(z)} \quad (C.2)$$

avec la section de passage du flux définie par :

$$A(z) = z \tan \frac{\alpha}{2} \quad (C.3)$$

En intégrant l’équation C.2 entre une hauteur z_1 et z_2 ,

$$R_{tri} = \frac{1}{k \tan \frac{\alpha}{2}} \int_{z_1}^{z_2} \frac{dz}{z} \quad (C.4)$$

on obtient,

$$R_{tri} = \frac{1}{k \tan \frac{\alpha}{2}} \ln \frac{z_2}{z_1} \quad (C.5)$$

En se basant sur la figure C.3, les expressions des résistances thermiques de la rainure et de l’ailette sont données par :

$$R_l = \frac{1}{k_l \tan \frac{\beta}{2}} \ln \frac{\varepsilon + \delta}{\varepsilon} \quad (C.6)$$

et,

$$R_a = \frac{1}{k_s \tan \frac{\beta_f}{2}} \ln \frac{e + \delta}{e} \quad (C.7)$$

respectivement.

En revenant à l’équation C.1, et en remplaçant les résistances thermiques de l’ailette et de la rainure par leurs expressions, on aboutit à :

$$\frac{1}{R_q} = \frac{B k_l^2 + 0.185 A B k_s k_l + A k_s k_l}{k_l + 0.185 A k_s} \quad (C.8)$$

avec,

$$A = \tan \frac{\beta_f}{2} \left(\ln \frac{\varepsilon + \delta}{\varepsilon} \right)^{-1} \quad (\text{C.9})$$

$$B = \tan \frac{\beta_f}{2} \left(\ln \frac{e + \delta}{e} \right)^{-1} \quad (\text{C.10})$$

En se basant sur la Figure C.3, on détermine l'expression de la conductivité thermique équivalente de la structure capillaire à rainures triangulaires

$$k_q = \frac{4 \delta}{w_d + w_{d_v}} \frac{B k_l^2 + 0.185 A B k_s k_l + A k_s k_l}{k_l + 0.185 A k_s} \quad (\text{C.11})$$

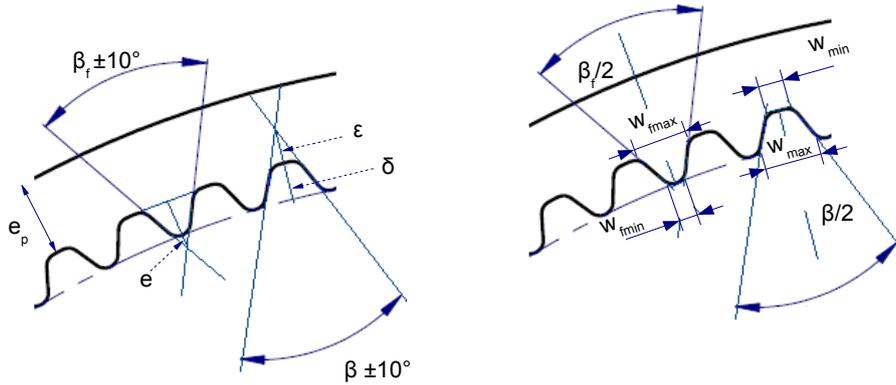


Figure C.3 – Détails géométriques de la structure capillaire à rainures triangulaires

Les paramètres “ w_d ” et “ w_{d_v} ” sont des paramètres géométriques au même titre que “ e ” et “ ε ” définis à partir de la figure C.3. Cependant, “ ε ” est déterminée à partir des dimensions données par le fabricant. Ce paramètre dépend de l'angle d'ouverture de la rainure “ β ”.

$$\begin{aligned} w_d &= w_f^{max} + w^{min} \\ w_{d_v} &= w_f^{min} + w^{max} \end{aligned} \quad (\text{C.12})$$

En se basant sur la figure C.3, on aboutit à l'expression des inconnues géométriques

du réseau capillaire sachant que :

$$\begin{aligned}\tan \frac{\beta}{2} &= \frac{w^{min}}{2\varepsilon} = \frac{w^{max}}{2(\varepsilon+\delta)} \\ \tan \frac{\beta_f}{2} &= \frac{w_f^{min}}{2e} = \frac{w_f^{max}}{2(e+\delta)}\end{aligned}\tag{C.13}$$

Largeur minimale de la rainure,

$$w^{min} = 2\varepsilon \tan \frac{\beta}{2}\tag{C.14}$$

Largeur maximale de la rainure,

$$w^{max} = 2\delta \tan \frac{\beta_f}{2} + w^{min}\tag{C.15}$$

Largeur minimale de l'ailette,

$$w_f^{min} = w_f^{max} - 2\delta \tan \frac{\beta_f}{2}\tag{C.16}$$

Largeur maximale de l'ailette,

$$w_f^{max} = \frac{\pi d}{N_f} - w^{min}\tag{C.17}$$

avec “ N_f ”, le nombre d'ailettes ou de rainures et “ δ ” la profondeur de rainure ou la hauteur d'ailette.

Dans la partie suivant, nous présentons les scripts Matlab utilisés pour l'étude présentée au niveau du Chapitre [III](#).

2 Propriétés thermophysiques des fluides utilisés

2.1 Eau pure

```

                                %propriétés de l'eau saturée en fonction de la
                                température de saturation

function out=Proprietes_eau(type,T)

switch type

case 'Psat' %pression [Pa]

    out = 609.413 + 45.1099*T + 1.34144*T^2 + 0.0305417*T^3 +
          0.00020841*T^4 + 3.17535* 10^(-6)*T^5 + 9.4206* 10^(-10)*T^6 -
          1.28818*10^(-11) *T^7;

case 'rho_l' %masse volumique vapeur [kg/m^3]

    out = 999.53 + 0.105057*T - 0.00927676* T^2 + 6.63361* 10^(-5)*T^
          3 - 3.33288* 10^(-7)*T^4 + 8.68074* 10^(-10) *T^5 - 9.3899* 10^(-
          13) *T^6;

case 'rho_v' %masse volumique liquide [kg/m^3]

    out = 0.00485157 + 0.000333115*T + 1.01788* 10^(-5)*T^2 +
          1.74397* 10^(-7)*T^3 + 1.65342* 10^(-9)*T^4 + 1.33244* 10^(-11) *
          T^5 - 1.41309* 10^(-14) *T^6 - 6.8821* 10^(-18) *T^7 - 1.03693*
          10^(-19) *T^8 + 6.58022* 10^(-22) *T^9;

case 'v_l' %volume massique du liquide [m^3/kg]

    out = (999.53 + 0.105057*T - 0.00927676* T^2 + 6.63361* 10^(-5)*T
          ^3 - 3.33288* 10^(-7)*T^4 + 8.68074* 10^(-10) *T^5 - 9.3899* 10
          ^(-13) *T^6)^-1;

case 'v_v' %volume massique de la vapeur [m^3/kg]

    out = (0.00485157 + 0.000333115*T + 1.01788* 10^(-5)*T^2 +
          1.74397* 10^(-7)*T^3 + 1.65342* 10^(-9)*T^4 + 1.33244* 10^(-11) *
          T^5 - 1.41309* 10^(-14) *T^6 - 6.8821* 10^(-18) *T^7 - 1.03693*
          10^(-19) *T^8 + 6.58022* 10^(-22) *T^9)^-1;

case 'mue_l' %viscosité dynamique de la vapeur[kg/m/s]

    out = 0.000540626* exp(-5.5963034 + 3440.2708/(T+273.15) -
          1038292.5/(T+273.15)^2 + 165353737.3/(T+273.15)^3);

case 'mue_v' %viscosité dynamique du liquide [kg/m/s]

    out = 8.33763* 10^(-6) + 3.72538* 10^(-8)* T - 2.04459* 10^(-12)*
          T^2 + 1.31865* 10^(-13)*T^3 - 1.18329* 10^(-15)*T^4 + 2.61955* 10
          ^(-18) *T^5;

case 'nue_l' %viscosité cinématique du liquide [m^2/s]

```

2 Propriétés thermophysiques des fluides utilisés

```
out = (0.000540626* exp(-5.5963034 + 3440.2708/(T+273.15)) -
1038292.5/(T+273.15)^2 + 165353737.3/(T+273.15)^3)/(999.53 +
0.105057*T - 0.00927676* T^2 + 6.63361* 10^(-5)*T^3 - 3.33288* 10
^(-7)*T^4 + 8.68074* 10^(-10) *T^5 - 9.3899* 10^(-13) *T^6);

case 'nue_v' %viscosité cinématique de la vapeur [m^2/s]

out = (8.33763* 10^(-6) + 3.72538* 10^(-8)* T - 2.04459* 10^(-12)
)*T^2 + 1.31865* 10^(-13)*T^3 - 1.18329* 10^(-15)*T^4 + 2.61955*
10^(-18) *T^5)/(0.00485157 + 0.000333115*T + 1.01788* 10^(-5)*T^2
+ 1.74397* 10^(-7)*T^3 + 1.65342* 10^(-9)*T^4 + 1.33244* 10^(-11)
)*T^5 - 1.41309* 10^(-14) *T^6 - 6.8821* 10^(-18) *T^7 - 1.03693
* 10^(-19) *T^8 + 6.58022* 10^(-22) *T^9);

case 'Cp_l' %chaleur massique du liquide [J/kg/°C]

out = 4214.22 - 2.59809*T + 0.0652369 *T^2 - 0.000750673 *T^3 +
5.00373* 10^(-6)*T^4 - 1.60909* 10^(-8) *T^5 + 2.0973* 10^(-11) *
T^6;

case 'Cp_v' %chaleur massique de la vapeur [J/kg/°C]

out = 1851.76 + 1.09365*T - 0.0306497* T^2 + 0.000877407 *T^3 -
9.00761* 10^(-6)*T^4 + 5.41646* 10^(-8) *T^5 - 1.6396* 10^(-10) *
T^6 + 1.99434* 10^(-13) *T^7;

case 'k_l' %conductivité thermique [W/m/K]

out = 0.56919 + 0.0019888*T - 0.000017349* T^2 + 2.5422* 10^(-7)*
T^3 - 3.19004* 10^(-9)*T^4 + 2.1848* 10^(-11) *T^5 - 8.1672* 10
^(-14) *T^6 + 1.5688* 10^(-16) *T^7 - 1.21184* 10^(-19) *T^8;

case 'k_v' %conductivité thermique [W/m/K]

out = 0.0174048 + 9.78562* 10^(-5) * T - 1.68953* 10^(-6)*T^2 +
3.35788* 10^(-8)*T^3 - 3.08771* 10^(-10)*T^4 + 1.49477* 10^(-12)
*T^5 - 3.57236* 10^(-15) *T^6 + 3.40887* 10^(-18) *T^7;

case 'h_lv' %chaleur latente de vaporisation [J/kg]

out = (3097049.2 - 319.47065*(T+273.15) + 2.3687242 * (T+273.15)^
2 )*(1 - 0.001547752*(T+273.15))^0.44301835;

case 'sigma_lv' %tension de surface [N/m]

out = 0.075664155 - 0.000140525*T - 2.83444* 10^(-7)*T^2 +
8.41294* 10^(-11)*T^3 + 4.91995* 10^(-13) *T^4;
```

```
case 'k_s' %conductivité thermique [W/m/K]

out = 10^(83.0171-152.3377*log10(T+273.15)+115.5346*(log10(T+
273.15))^2-43.8396*(log10(T+273.15))^3+8.3236*(log10(T+273.15))^4
-0.6329*(log10(T+273.15))^5);

end
```

2.2 Éthanol pur

```

%propriétés de l'ethanol saturé en fonction de la
température de saturation

function out= Proprietes_ethanol(type,T)

switch type

case 'Psat'

PT = [-30 -10 10 30 50 70 90 110 130];
Psat = 10^5*[0.01 0.02 0.03 0.1 0.29 0.76 1.43 2.66 4.3] ;

out = interp1(PT,Psat,T,'lineaire');

case 'rho_v' %masse volumique vapeur [kg/m^3]

PT = [-30 -10 10 30 50 70 90 110 130];
rho_v = [0.02 0.03 0.05 0.38 0.72 1.32 2.59 5.17 9.25] ;

out = interp1(PT,rho_v,T,'lineaire');

case 'rho_l' %masse volumique liquide [kg/m^3]

PT = [-30 -10 10 30 50 70 90 110 130];
rho_l = [825 813 798 781 762.2 743.1 725.3 704.1 678.7] ;

out = interp1(PT,rho_l,T,'lineaire');

case 'mue_l' %viscosité dynamique de la vapeur[kg/m/s]

PT = [-30 -10 10 30 50 70 90 110 130];
mue_l = 10^(-3)*[3.4 2.2 1.5 1.02 0.72 0.51 0.37 0.28 0.21] ;

out = interp1(PT,mue_l,T,'lineaire');

case 'mue_v' %viscosité dynamique du liquide [kg/m/s]

PT = [-30 -10 10 30 50 70 90 110 130];
mue_v = 10^(-5)*[0.75 0.8 0.85 0.91 0.97 1.02 1.07 1.13 1.18] ;

out = interp1(PT,mue_v,T,'lineaire');

case 'Cp_l' %chaleur massique de la vapeur [J/kg/°C]

PT = [-30 -10 10 30 50 70 90 110 130];
Cp_l = 10^3*[1.25 1.31 1.37 1.44 1.51 1.58 1.65 1.72 1.78] ;

out = interp1(PT,Cp_l,T,'lineaire');

```

```
case 'k_l' %conductivité thermique [W/m/K]

PT = [-30 -10 10 30 50 70 90 110 130];
k_l = [0.177 0.173 0.170 0.168 0.166 0.165 0.163 0.160 0.159] ;

out = interp1(PT,k_l,T,'lineaire');

case 'h_lv' %chaleur latente de vaporisation [J/kg]

PT = [-30 -10 10 30 50 70 90 110 130];
h_lv = 10^3*[939.4 928.7 904.8 888.6 872.3 858.3 832.1 786.6
734.4] ;

out = interp1(PT,h_lv,T,'lineaire');

case 'sigma_lv' %tension de surface [N/m]

PT = [-30 -10 10 30 50 70 90 110 130];
sigma_lv = 10^(-2)*[2.76 2.66 2.57 2.44 2.31 2.17 2.04 1.89 1.75]
;

out = interp1(PT,sigma_lv,T,'lineaire');

case 'k_s' %conductivité thermique [W/m/K]

out = 10^(83.0171-152.3377*log10(T+273.15)+115.5346*(log10(T+
273.15))^2-43.8396*(log10(T+273.15))^3+8.3236*(log10(T+273.15))^4
-0.6329*(log10(T+273.15))^5);

end
```

2.3 Méthanol pur

```

% Propriétés du méthanol saturé en fonction de la
température

function out= Proprietes_methanol(type,T)

switch type

case 'Psat' %pression [Pa]

if -97.71 <= T && T <= -13

out = (508864.453 - 1647.57195*(T+265.972432)+ 1.70986589*(T+
265.972432)^2)*exp(7.54809794 - 4902.15124/(T+265.972432) +
12.3607993/(T+265.972432)^0.10107429);

else if -13 < T && T <= 97

out = 4065.79423 + 256.046757*T + 6.95225097*T^2 + 0.104179096*T
^3 + 0.001079861*T^4 + 4.1274*10^(-6)*T^5;

else %97 < T <= 239.5

out = -4535126.44 + 156366.254*T - 2090.25032*T^2 + 13.8445154*T
^3 - 0.042630187*T^4 + 5.72998*10^(-5)*T^5;

end
end

case 'rho_v' %masse volumique vapeur [kg/m^3]

if -68 <= T && T <= 57

out = 0.057828001 + 0.0034367312*T + 88.201573*10^(-5)*T^2 +
1.2557791*10^(-6)*T^3 + 1.04285052*10^(-8)*T^4 + 4.4805779*10^(-
11)*T^5 + 1.9628142*10^(-14)*T^6 - 4.9570513*10^(-16)*T^7;

else % 57 < T <= 157

out = 1.810751 - 0.0809489*T + 0.00159499*T^2 - 1.09566*10^(-5)*
T^3 + 5.33662*10^(-8)*T^4;

end

case 'rho_l' %masse volumique liquide [kg/m^3]

if -97.71 <= T && T < 157

out = -30489.914 + 145859.39*(1-0.001544216*(T+273.15))^(1/3) -
257628.79*(1-0.001544216*(T+273.15))^(2/3) + 202689.92*(1-
0.001544216*(T+273.15)) - 59383.425*(1-0.001544216*(T+273.15))^(4
/3) ;

```

```
else %-97.71 <= T < 239.5

out = -25.611319 + 3976.559*(1-0.00194784*(T+273.15))^(1/3) -
14271.265*(1-0.00194784*(T+273.15))^(2/3) + 26478.25*(1-
0.00194784*(T+273.15)) - 17666.977*(1-0.00194784*(T+273.15))^(4/3
);

end

case 'v_l' %volume massique du liquide [m^3/kg]

out = ( -30489.914 + 145859.39*(1-0.001544216*(T+273.15))^(1/3) -
257628.79*(1-0.001544216*(T+273.15))^(2/3) + 202689.92*(1-
0.001544216*(T+273.15)) - 59383.425*(1-0.001544216*(T+273.15))^(4
/3))^(-1);

case 'v_v' %volume massique de la vapeur [m^3/kg]

if -68 <= T && T <= 57

out = (0.057828001 + 0.0034367312*T + 88.201573*10^(-5)*T^2 +
1.2557791*10^(-6)*T^3 + 1.04285052*10^(-8)*T^4 + 4.4805779*10^(-
11)*T^5 + 1.9628142*10^(-14)*T^6 - 4.9570513*10^(-16)*T^7)^(-1);

else if 57 < T && T <= 157

out = (1.810751 - 0.0809489*T + 0.00159499*T^2 - 1.09566*10^(-5)*
T^3 + 5.33662*10^(-8)*T^4)^(-1);

else
out = 1;
end

end

case 'mue_l' %viscosité dynamique de la vapeur[kg/m/s]

if -90 <= T && T <= -10

out = 0.0004275 - 9.10735*10^(-5)*T - 5.01896*10^(-6)*T^2 -
1.49917*10^(-7)*T^3 - 1.90021*10^(-9)*T^4 - 9.51924*10^(-12)*T^5 ;

else if -10 < T && T < 160

out = 0.000816751 - 1.61076*10^(-5)*T + 2.67221*10^(-7)*T^2 -
3.14858*10^(-9)*T^3 + 1.95021*10^(-11)*T^4 - 4.67748*10^(-14)*T^5
;

else %160 <= T <= 240

out = 0.000613541 - 5.93037*10^(-6)*T + 2.23572*10^(-8)*T^2 -
```

2 Propriétés thermophysiques des fluides utilisés

```
3.12501*10^(-11)*T^3;

    end
end

case 'mue_v' %viscosité dynamique du liquide [kg/m/s] [-50.15, 240°C]

out = 1.49524*10^(-6) + 7.60917*10^(-9)*(T+273.15)^1.224163;

case 'Cp_l' %chaleur massique du liquide [J/kg/°C] [-97.7, 176.85°C]

out = 3235.82509 - 2323.45858/(1-0.0013573*(T+273.15)) +
1233.68829/(1-0.0013573*(T+273.15))^2 - 77.8128556/(1-0.0013573*(
T+273.15))^2.52555788 ;

case 'Cp_v' %chaleur massique de la vapeur [J/kg/°C] [-53.15, 110.85°C]

out = -70.069 + 1095.1/(1-0.0019508*(T+273.15)) - 258.83/(1-
0.0019508*(T+273.15))^2 + 27.684/(1-0.0019508*(T+273.15))^3 ;

case 'k_l' %conductivité thermique [W/m/K] [-93.15, 206.85°C]

out = 0.2106496 - 0.000322917*T + 3.35123*10^(-7)*T^2 + 4.43309*
10^(-10)*T^3;

case 'k_v' %conductivité thermique [W/m/K] [-7.15, 115.85°C]

out = 0.0097095 - 0.030978*(T+273.15) + 0.096818*(T+273.15)^2 -
0.042458*(T+273.15)^3 ;

case 'h_lv' %chaleur latente de vaporisation [J/kg]

if -97.7 <= T && T < 107

out = 761025.56*(1 - 0.0118734*(T+273.15-756.98095)) - 407759.75/(
T+273.15-756.98095)^2)^0.285445;

else %107 < T <= 237

out = 1188639*(1 - 0.00020676*(T+273.15-638.8354)) - 13727.232/(T+
273.15-638.8354)^2)^1.0638939;

end

case 'sigma_lv' %tension de surface [N/m]

if 0 <= T && T < 120

out = 0.04606309*(1-0.0019167*(T+273.15))^0.8581526;

else %120 <= T <=363
```

```
out = 0.0372491-6.13761*10^(-7)*(T+273.15)^1.767081;  
  
end  
  
case 'k_s' %conductivité thermique [W/m/K]  
  
out = 10^(83.0171-152.3377*log10(T+273.15)+115.5346*(log10(T+  
273.15))^2-43.8396*(log10(T+273.15))^3+8.3236*(log10(T+273.15))^4  
-0.6329*(log10(T+273.15))^5);  
  
end
```

2.4 Eau et nanoparticules de cuivre

```

                                %propriétés du nanofluide Eau/Cu en fonction de la
                                température de saturation

function out=Proprietes_H2O_Cu(type,T,phi)

switch type

    case 'Psat_nf' %pression [Pa]

        out = Proprietes_eau('Psat',T);

    case 'rho_l_nf' %masse volumique vapeur [kg/m^3]

        out = (1-phi)*Proprietes_eau('rho_l',T) + phi* 8960;    %Rho du
        Cu ne varie pas beaucoup avec la température = 8960 kg/m^3

    case 'rho_v_nf' %masse volumique liquide [kg/m^3]

        out = Proprietes_eau('rho_v',T);

    case 'mue_l_nf' %viscosité dynamique de la vapeur[kg/m/s]

        out = (1+2.5*phi)*Proprietes_eau('mue_l',T);

    case 'mue_v_nf' %viscosité dynamique du liquide [kg/m/s]

        out = Proprietes_eau('mue_v',T);

    case 'Cp_l_nf' %chaleur massique du liquide [J/kg/°C]    % pour le
    cuivre Cp = 380 J/kg/°C

        out = ((1-phi)*Proprietes_eau('rho_l',T)*Proprietes_eau('Cp_l',T)
        + phi*8960*380)/((1-phi)*Proprietes_eau('rho_l',T) + phi* 8960);

    case 'Cp_v_nf' %chaleur massique de la vapeur [J/kg/°C]

        out = Proprietes_eau('Cp_v',T);

    case 'k_l_nf' %conductivité thermique [W/m/K]

        out = Proprietes_eau('k_l',T)*(Proprietes_eau('k_s',T)+2*
        Proprietes_eau('k_l',T)+2*phi*(Proprietes_eau('k_s',T)-
        Proprietes_eau('k_l',T)))/(Proprietes_eau('k_s',T)+2*
        Proprietes_eau('k_l',T)-phi*(Proprietes_eau('k_s',T)-
        Proprietes_eau('k_l',T))) ;

    case 'k_v_nf' %conductivité thermique [W/m/K]

        out = Proprietes_eau('k_v',T);

    case 'h_lv_nf' %chaleur latente de vaporisation [J/kg]

```

```
        out = Proprietes_eau('h_lv',T);  
  
    case 'sigma_lv_nf' %tension de surface [N/m]  
  
        out = Proprietes_eau('sigma_lv',T);  
  
    case 'k_s_nf' %conductivité thermique [W/m/K]  
  
        out = 10^(83.0171-152.3377*log10(T+273.15)+115.5346*(log10(T+  
273.15))^2-43.8396*(log10(T+273.15))^3+8.3236*(log10(T+273.15))^4  
-0.6329*(log10(T+273.15))^5);  
  
end
```

2.5 Éthanol et nanoparticules de cuivre

```

                                %propriétés du nanofluide Ethanol/Cu en fonction de la
                                température de saturation

function out=Proprietes_C2H5OH_Cu(type,T,phi)

switch type

    case 'Psat_nf' %pression [Pa]

        out = Proprietes_ethanol('Psat',T);

    case 'rho_l_nf' %masse volumique vapeur [kg/m^3]

        out = (1-phi)*Proprietes_ethanol('rho_l',T) + phi* 8960;    %Rho
        du Cu ne varie pas beaucoup avec la température = 8960 kg/m^3

    case 'rho_v_nf' %masse volumique liquide [kg/m^3]

        out = Proprietes_ethanol('rho_v',T);

    case 'mue_l_nf' %viscosité dynamique de la vapeur[kg/m/s]

        out = (1+2.5*phi)*Proprietes_ethanol('mue_l',T);

    case 'mue_v_nf' %viscosité dynamique du liquide [kg/m/s]

        out = Proprietes_ethanol('mue_v',T);

    case 'Cp_l_nf' %chaleur massique du liquide [J/kg/°C]    % pour le
    cuivre Cp = 380 J/kg/°C

        out = ((1-phi)*Proprietes_ethanol('rho_l',T)*Proprietes_ethanol(
        'Cp_l',T) + phi*8960*380)/((1-phi)*Proprietes_ethanol('rho_l',T)
        + phi* 8960);

    case 'k_l_nf' %conductivité thermique [W/m/K]

        out = Proprietes_ethanol('k_l',T)*(Proprietes_ethanol('k_s',T)+2*
        Proprietes_ethanol('k_l',T)+2*phi*(Proprietes_ethanol('k_s',T)-
        Proprietes_ethanol('k_l',T)))/(Proprietes_ethanol('k_s',T)+2*
        Proprietes_ethanol('k_l',T)-phi*(Proprietes_ethanol('k_s',T)-
        Proprietes_ethanol('k_l',T))) ;

    case 'h_lv_nf' %chaleur latente de vaporisation [J/kg]

        out = Proprietes_ethanol('h_lv',T);

    case 'sigma_lv_nf' %tension de surface [N/m]

        out = Proprietes_ethanol('sigma_lv',T);

```

```
case 'k_s_nf' %conductivité thermique [W/m/K]

out = 10^(83.0171-152.3377*log10(T+273.15)+115.5346*(log10(T+
273.15))^2-43.8396*(log10(T+273.15))^3+8.3236*(log10(T+273.15))^4
-0.6329*(log10(T+273.15))^5);

end
```

2.6 Méthanol et nanoparticules de cuivre

```
        %propriétés du nanofluide Méthanol/Cu en fonction de la
        température de saturation

function out= Proprietes_CH2OH_Cu(type,T,phi)

switch type

    case 'rho_l_nf' %masse volumique liquide [kg/m^3]

        out = (1-phi)*Proprietes_methanol('rho_l',T) + phi* 8960;
        %Rho du Cu ne varie pas beaucoup avec la température = 8960 kg/m^3

    case 'mue_l_nf' %viscosité dynamique de la vapeur[kg/m/s]

        out = (1+2.5*phi)*Proprietes_methanol('mue_l',T);

    case 'h_lv_nf' %chaleur latente de vaporisation [J/kg]

        out = Proprietes_methanol('h_lv',T);

    case 'sigma_lv_nf' %tension de surface [N/m]

        out = Proprietes_methanol('sigma_lv',T);

end

end
```

2.7 Liquide diélectrique “SES-36”

```
%Propriétés thermophysiques du SES36 en fonction de la température

function out=Proprietes_SES36(type,T)

switch type

case 'Psat' %pression [Pa]

    out = 10^5 * (0.000003*T^3 + 0.000136*T^2 + 0.011972*T + 0.259046);

case 'rho_l' %masse volumique liquide [kg/m^3]

    out = 1000*(-0.000005*T^2 - 0.002141*T + 1.422115);

case 'rho_v' %masse volumique vapeur [kg/m^3]

    out = 0.000025*T^3 + 0.000846*T^2 + 0.093923*T + 2.142778;

case 'mue_l' %viscosité dynamique de la vapeur[kg/m/s]

    out = (-0.0000004*T^3 + 0.0001008*T^2 - 0.0114056*T + 0.7449660)/1000;

case 'mue_v' %viscosité dynamique du liquide [kg/m/s]

    out = (-0.000028*T^2 + 0.042193*T + 9.909283)/1000000;

case 'Cp_l' %chaleur massique du liquide [J/kg/°C]

    out = 1000*(-0.0000002*T^3 + 0.0000193*T^2 + 0.0013069*T + 0.9845081);

case 'Cp_v' %chaleur massique de la vapeur [J/kg/°C]

    out = 1000*(0.000007*T^2 + 0.002571*T + 0.806584);

case 'k_l' %conductivité thermique [W/m/K]

    out = (-0.171534*T + 85.943043)/1000;

case 'k_v' %conductivité thermique [W/m/K]

    out = (0.000083*T^2 + 0.066449*T + 9.058976)/1000;

case 'h_lv' %chaleur latente de vaporisation [J/kg]

    out = 1000*(-0.000955*T^2 - 0.190462*T + 137.303999);

case 'sigma_lv' %tension de surface [N/m]

    out = (-0.097008*T + 15.250800)/1000;

end
```

Références Bibliographiques

- [1] S. S. Anandan and V. Ramalingam, “Thermal Management of Electronics : A Review of Literature,” *Thermal Science*, vol. 12, no. 2, pp. 5–26, 2008.
- [2] Incropera, DeWitt, Bergman, and Lavine, “Fundamentals of Heat and Mass Transfer-Incropera,”. Wiley, 6 ed.
- [3] D. David, “Nanofluides, l’efficacité à la hause,” www.cooling-masters.com, 2008.
- [4] K. B. Anoop, T. Sundararajan, and S. K. Das, “Effect of particle size on the convective heat transfer in nanofluid in the developing region,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 52, no. 9-10, pp. 2189–2195, 2009.
- [5] L. S. Sundar and K. V. Sharma, “Experimental Determination of Thermal Conductivity of Fluid Containing Oxide Nanoparticles,” *International Journal of Dynamics of Fluids*, vol. 4, no. 1, pp. 57–69, 2008.
- [6] J. Bonjour, F. Lefèvre, V. Sartre, Y. Bertin, C. Romestant, V. Ayel, and V. Platel, “Systèmes diphasiques de contrôle thermique : Microcaloducs et caloducs oscillants,” *Technique de l’ingénieur*, pp. 1–15.
- [7] Wikipedia, “Oléoduc trans-Alaska.”
- [8] M. Lallemand, “Transferts en changement de phase : Ébullition convective,” *Technique de l’ingénieur*, vol. 33, 2003.
- [9] W. Jiang, G. Ding, H. Peng, and H. Hu, “Modeling of nanoparticles’ aggregation and sedimentation in nanofluid,” *Current Applied Physics*, vol. 10, no. 3, pp. 934–941, 2010.

- [10] L. Li, Y. Zhang, H. Ma, and M. Yang, “An investigation of molecular layering at the liquid-solid interface in nanofluids by molecular dynamics simulation,” *Applied Physics*, vol. 372, pp. 4541–4544, 2008.
- [11] P. Tillman and J. M. Hill, “Determination of nanolayer thickness for a nanofluid,” *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 34, pp. 399–407, Apr. 2007.
- [12] Y. Feng, B. Yu, P. Xu, and M. Zou, “The effective thermal conductivity of nanofluids based on the nanolayer and the aggregation of nanoparticles,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 40, pp. 3164–3171, 2007.
- [13] W. Yu, D. France, S. Choi, and J. Routbort, “Review and Assessment of Nanofluid Technology for Transportation and Other Applications,” tech. rep., Argonne National Laboratory, Energy Systems Division, 2007.
- [14] C. H. Chon, K. D. Kihm, S. P. Lee, and S. U. S. Choi, “Empirical correlation finding the role of temperature and particle size for nanofluid (Al₂O₃) thermal conductivity enhancement,” *Applied Physics Letters*, vol. 87, no. 15, p. 153107, 2005.
- [15] A. Bricard and S. Chaudroune, “Caloducs,” *Technique de l’ingénieur*, pp. 1–24, 1997.
- [16] Cooling-masters, “<http://www.cooling-masters.com/images/news/200905/caloducs.jpg>.”
- [17] S. Ozerinc, “Heat Transfer Enhancement with Nanofluids,” PhD thesis, Middle East Technical University, Ankara, Turkey, 2010.
- [18] E. V. Timofeeva, J. L. Routbort, and D. Singh, “Particle shape effects on thermophysical properties of alumina nanofluids,” *Journal of Applied Physics*, vol. 106, pp. 1–11, 2009.
- [19] N. Atabaki and B. R. Baliga, “Effective thermal conductivity of water-saturated sintered powder-metal plates,” *Heat and Mass Transfer*, vol. 44, pp. 85–99, Jan. 2007.
- [20] T. J. Young and K. Vafai, “Convective flow and heat transfer in a channel containing multiple heated obstacles,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 41, pp. 3279–3298, 1998.

- [21] B. Farhanieh, C. Herman, and B. Sundén, “Numerical and experimental analysis of laminar fluid flow and forced convection heat transfer in a grooved duct,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 36, no. 6, pp. 1609–1617, 1993.
- [22] T. Cebeci and A. Smith, “Analysis of turbulent boundary layers,” Academic Press, 1974.
- [23] K. Bilen, M. Cetin, H. Gul, and T. Balta, “The investigation of groove geometry effect on heat transfer for internally grooved tubes,” *Applied Thermal Engineering*, vol. 29, no. 4, pp. 761–769, 2009.
- [24] A. Korichi and L. Oufer, “Heat transfer enhancement in oscillatory flow in channel with periodically upper and lower walls mounted obstacles,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 28, pp. 1003–1012, 2007.
- [25] H. Xie, M. Fujii, and X. Zhang, “Effect of interfacial nanolayer on the effective thermal conductivity of nanoparticle-fluid mixture,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 48, pp. 2926–2932, July 2005.
- [26] R. Prasher, D. Song, J. Wang, and P. Phelan, “Measurements of nanofluid viscosity and its implications for thermal applications,” *Applied Physics Letters*, vol. 89, no. 13, p. 133108, 2006.
- [27] D. Singh, E. Timofeeva, W. Yu, J. Routbort, D. France, D. Smith, and J. M. Lopez-Cepero, “An investigation of silicon carbide-water nanofluid for heat transfer applications,” *Journal of Applied Physics*, vol. 105, no. 6, p. 064306, 2009.
- [28] O. Doche, J.-a. Gruss, and O. Soriano, “Une nouvelle technologie pour les échangeurs thermiques : Le Nanofluide,” in *18^{ème} Congrès Français de Mécanique*, no. 1995, 2007.
- [29] J. A. Eastman, S. U. S. Choi, S. Li, W. Yu, and L. J. Thompson, “Anomalously increased effective thermal conductivities of ethylene glycol-based nanofluids containing copper nanoparticles,” *Applied Physics Letters*, vol. 78, no. 6, pp. 718–720, 2001.
- [30] M. Chandrasekar, S. Suresh, and a. Chandra Bose, “Experimental investigations and theoretical determination of thermal conductivity and viscosity of Al₂O₃/water nanofluid,” *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 34, pp. 210–216, Feb. 2010.

- [31] R. Strandberg and D. K. Das, “Influence of temperature and properties variation on nanofluids in building heating,” *Energy Conversion and Management*, vol. 51, no. 7, pp. 1381–1390, 2010.
- [32] Y. Ding, H. Chen, L. Wang, and C.-Y. Yang, “Heat Transfer Intensification Using Nanofluids,” *KONA Powder and Particle Journal*, vol. 25, no. 25, pp. 23–38, 2007.
- [33] J.-P. Ribeiro and J.-A. Grüss, “Nanofluides pour les applications thermiques,” *Technique de l’ingénieur*, vol. 33, pp. 1–9, 2010.
- [34] G. Bachir, R. Sawli, and C. Fakih, “Etude du transfert de chaleur en convection naturelle dans les nanofluides,” *Congès de la Société Française de Thermique*, pp. 1–6, 2008.
- [35] C. Nguyen, F. Desgranges, N. Galanis, G. Roy, T. Maré, S. Boucher, and H. Angue Mintsa, “Viscosity data for Al₂O₃/water nanofluid - hysteresis : is heat transfer enhancement using nanofluids reliable ?,” *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 47, pp. 103–111, Feb. 2008.
- [36] M. Rostamani, S. Hosseinizadeh, M. Gorji, and J. Khodadadi, “Numerical study of turbulent forced convection flow of nanofluids in a long horizontal duct considering variable properties,” *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 37, pp. 1426–1431, 2010.
- [37] B. Elhajjar, G. Bachir, A. Mojtabi, C. Fakih, and M. C. Charrier-Mojtabi, “Modeling of Rayleigh-Bénard natural convection heat transfer in nanofluids,” *Comptes Rendus Mécanique*, vol. 338, pp. 350–354, June 2010.
- [38] C. Romestant, “Etudes théoriques et expérimentales de caloducs et de thermosiphons soumis à de fortes accélérations,”. PhD thesis, Université de Poitiers, 2000.
- [39] J.-p. Petit, “Dissipation thermique dans les systèmes électroniques,” *Technique de l’ingénieur*, pp. 1–16.
- [40] L. Kamenova, “Modélisation thermo-hydraulique de caloducs miniatures plats à faible épaisseur pour des applications électroniques,”. PhD thesis, Grenoble INP, 2007.
- [41] A. Faghri, “Heat Pipes Science and Technology,”. Taylor and Francis Group, 1995.
- [42] S. W. Chi, “Heat Pipe Theory and Practice,”. Washington, DC : Hemisphere, 1976.

- [43] J. C. Maxwell, “A treatise on electricity and magnetism,”. Dover, New York : Oxford University Press, 3 rd ed., 1954.
- [44] G. R. Hadley, “Thermal conductivity of packed metal powders,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 29, no. 6, pp. 909–920, 1986.
- [45] E. J. Alexander, “Structure property relationships in heat pipe wicking materials,”. PhD thesis, North Carolina University, 1972.
- [46] G. P. Peterson and L. S. Fletcher, “Effective thermal conductivity of sintered heat pipe wicks,” *Journal of Thermophysics*, vol. 1, no. 4, pp. 343–347, 1987.
- [47] R. Ranjan, J. Y. Murthy, S. V. Garimella, and U. Vadakkan, “A numerical model for transport in flat heat pipes considering wick microstructure effects,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 54, pp. 153–168, Jan. 2011.
- [48] Y. Wang and K. Vafai, “An experimental investigation of the thermal performance of an asymmetrical flat plate heat pipe,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 43, pp. 2657–2668, Aug. 2000.
- [49] Y. Wang and K. Vafai, “An Experimental Investigation of the Transient Characteristics on a Flat-Plate Heat Pipe During Startup and Shutdown Operations,” *Journal of Heat Transfer*, vol. 122, pp. 525–535, 2000.
- [50] K. Vafai and W. Wang, “Analysis of flow and heat transfer characteristics of an asymmetrical flat plate heat pipe,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 35, pp. 2087–2099, Sept. 1992.
- [51] N. Zhu and K. Vafai, “Analytical modeling of the startup characteristics of asymmetrical flat-plate and disk,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 41, no. 17, pp. 2619–2631, 1998.
- [52] Y. Koito, H. Imura, M. Mochizuki, Y. Saito, and S. Torii, “Numerical analysis and experimental verification on thermal fluid phenomena in a vapor chamber,” *Applied Thermal Engineering*, vol. 26, pp. 1669–1676, Oct. 2006.
- [53] S. Mahjoub and A. Mahtabroshan, “Numerical Simulation of a Conventional Heat Pipe,” *World Academy of Science, Engineering and Technology*, vol. 39, pp. 117–122, 2008.

- [54] U. Vadakkan, S. V. Garimella, and J. Y. Murthy, “Transport in Flat Heat Pipes at High Heat Fluxes From Multiple Discrete Sources,” *Journal of Heat Transfer*, vol. 126, no. 3, p. 347, 2004.
- [55] D. Kunii and J. M. Smith, “Heat transfer characteristics of porous rocks,” *AICHE Journal*, vol. 6, no. 1, pp. 71–78, 1960.
- [56] F. Lefèvre, R. Rullière, G. Pandraud, and M. Lallemand, “Prediction of the temperature field in flat plate heat pipes with micro-grooves-Experimental validation,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51, pp. 4083–4094, July 2008.
- [57] S. Kaseb and G. El-Hariry, “MPE 635 : Electronics Cooling,”. Faculty of Engineering, Cairo University.
- [58] T. M. Anderson and I. Mudawar, “Microelectronic Cooling by Enhanced Pool Boiling of a Dielectric Fluorocarbon Liquid,” *Transaction of the ASME*, vol. 111, no. August, pp. 752–759, 1989.
- [59] S. M. You, T. W. Simon, and A. Bar-Cohen, “A Technique For Enhancing Boiling Heat Transfer with Application to Cooling of Electronic Equipments,” *IEEE Transactions on components, Hybrids and Manufacturing Technology*, vol. 15, no. 5, pp. 823–831, 1992.
- [60] K. N. Rainey and S. M. You, “Effects of heater size and orientation on pool boiling heat transfer from microporous coated surfaces,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 44, pp. 2589–2599, 2001.
- [61] J. Y. Chang and S. M. You, “Heater orientation effect on pool boiling of microporous enhanced surface in saturated FC-72,” *Journal of Heat Transfer*, vol. 118, pp. 937–943, 1996.
- [62] V. P. Caray, “Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena,”. Taylor and Francis Group-LLC, 2 nd ed., 2008.
- [63] J. H. Lienhard IV and J. H. Lienhard V, “A Heat Transfer Textbook,”. Cambridge, MA : Phlogiston Press, 2 nd ed., 2008.
- [64] M. Arik, A. Bar-Cohen, and S. M. You, “Enhancement of pool boiling critical heat flux in dielectric liquids by microporous coatings,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 50, pp. 997–1009, Mar. 2007.

- [65] D. Reay and P. Kew, “Heat Pipes,”. Elsevier B.H., 5th ed.
- [66] C. A. Busse, “Theory of the Ultimate Heat Transfer Limit of Cylindrical Heat Pipes,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 16, pp. 169–186, 1973.
- [67] C. J. M. Lasance and E. S. Simons, “Advances In High-Performance Cooling for Electronics,” *Electronics Cooling Magazine*, 2005.
- [68] T. Adachi and H. Uehara, “Correlation between heat transfer and pressure drop in channels with periodically grooved parts,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 44, pp. 4333–4343, 2001.
- [69] S. W. Chang, T. Liou, K. F. Chiang, and G. F. Hong, “Heat transfer and pressure drop in rectangular channel with compound roughness of V-shaped ribs and deepened scales,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51, pp. 457–468, 2008.
- [70] C. H. Li and G. P. Peterson, “Experimental investigation of temperature and volume fraction variations on the effective thermal conductivity of nanoparticle suspensions (nanofluids),” *Journal of Applied Physics*, vol. 99, pp. 1–8, 2006.
- [71] J. A. N. Bazan, “Thermal Conductivity of Poly-Olifin (PAO) -Based Nanofluids,”. Master’s thesis, University of dayton, 2010.
- [72] P. Nemeč, A. Čaja, and M. Malcho, “Mathematical model for heat transfer limitations of heat pipe,” *Mathematical and Computer Modelling*, vol. 57, pp. 126–136, Jan. 2013.
- [73] Y. Wang and G. P. Peterson, “Investigation of a Novel Flat Heat Pipe,” *Journal of Heat Transfer*, vol. 127, no. 2, pp. 165–170, 2005.
- [74] C. Y. Tsai, H. T. Chien, P. P. Ding, B. Chan, T. Y. Luh, and P. H. Chen, “Effect of structural character of gold nanoparticles in nanofluid on heat pipe thermal performance,” *Materials Letters*, vol. 58, pp. 1461–1465, 2004.
- [75] R. Saidur, K. Y. Leong, and H. A. Mohammad, “A review on applications and challenges of nanofluids,” *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 15, no. 3, pp. 1646–1668, 2011.

- [76] K. Alizad, K. Vafai, and M. Shafahi, “International Journal of Heat and Mass Transfer Thermal performance and operational attributes of the startup characteristics of flat-shaped heat pipes using nanofluids,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 55, no. 1-3, pp. 140–155, 2012.
- [77] M. Shafahi, V. Bianco, K. Vafai, and O. Manca, “An investigation of the thermal performance of cylindrical heat pipes using nanofluids,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 53, no. 1-3, pp. 376–383, 2010.
- [78] H. K. Do and S. P. Jang, “Effect of nanofluids on the thermal performance of a flat micro heat pipe with a rectangular grooved wick,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 53, no. 9-10, pp. 2183–2192, 2010.
- [79] K. Khanafer and K. Vafai, “A critical synthesis of thermophysical characteristics of nanofluids,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 54, pp. 4410–4428, Sept. 2011.
- [80] A. Maouassi, “Intensification des Echanges de Chaleur par l’Utilisation des Nanofluides,”. PhD thesis, Université M’hamed Bougara Boumerdès, 2012.
- [81] A. Bar-Cohen, “Thermal Management of Electronic Components with Dielectric Liquids,” *The Japan Society of Mechanical Engineers*, vol. 36, no. 1, pp. 1–25, 1993.
- [82] D. Serret, “Etude expérimentale de l’ébullition nucléée sur un site isolé : Dynamique de croissance et transferts de chaleur,”. PhD thesis, Aix Marseille Université, IUSTI, 2010.
- [83] W. H. Lee, “A pressure iteration scheme for two-phase flow modelling,” *Multiphase Transport Fundamentals, Reactor Safety Applications*, 1980.
- [84] Z. Yang, X. F. Peng, and P. Ye, “Numerical and experimental investigation of two phase flow during boiling in a coiled tube,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51, no. 5-6, pp. 1003–1016, 2008.
- [85] D. L. Sun, J. L. Xu, and L. Wang, “Development of a vapour-liquid phase change model for volume-of-fluid method in fluent,” *International Communications in Heat and Mass Transfer*, vol. 39, no. 8, pp. 1101–1106, 2012.
- [86] M. Deligant, “Modélisation et simulation de l’écoulement diphasique et de la condensation dans un diffuseur de bêche de détente,”. Rapport pje, LEMFI-ENSAM Paris, 2007.

- [87] I. L. Pioro, “Experimental evaluation of constants for the Rohsenow pool boiling correlation,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 42, pp. 2003–2013, 1999.
- [88] M. S. El-Genk and J. L. Parker, “Nucleate boiling of FC-72 and HFE-7100 on porous graphite at different orientations and liquid subcooling,” *Energy Conversion and Management*, vol. 49, pp. 733–750, Apr. 2008.
- [89] T. Boziuk, “Enhanced Boiling Heat Transfer on Micromachined Surfaces using Acoustic Actuation,” tech. rep., Georgia Institute of Technology, Atlanta, 2010.
- [90] D.-W. Oh, A. Jain, J. K. Eaton, K. E. Goodson, and J. Sik, “Thermal conductivity measurement and sedimentation detection of aluminum oxide nanofluids by using the 3 Omega method,” *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 29, pp. 1456–1461, 2008.
- [91] H. Chang, M.-J. Kao, C.-S. Jwo, C.-G. Kuo, Y.-H. Yeh, and W.-C. Tzeng, “Preparation of Co/Ag nanocompound fluid using ASNSS with aid of ultrasonic orthogonal vibration,” *Journal of Alloys and Compounds*, vol. 504, pp. S376–S379, Aug. 2010.
- [92] Z. Han, “Nanofluids with Enhanced Thermal Transport Properties,”. PhD thesis, University of Maryland at College Park, 2008.
- [93] T.-P. Teng, Y.-H. Hung, T.-C. Teng, H.-E. Mo, and H.-G. Hsu, “The effect of alumina / water nanofluid particle size on thermal conductivity,” *Applied Thermal Engineering*, vol. 30, no. 14-15, pp. 2213–2218, 2010.
- [94] K. S. Hong, T.-K. Hong, and H.-S. Yang, “Thermal conductivity of Fe nanofluids depending on the cluster size of nanoparticles,” *Applied Physics Letters*, vol. 88, no. 3, p. 031901, 2006.
- [95] N. Karthikeyan, J. Philip, and B. Raj, “Effect of clustering on the thermal conductivity of nanofluids,” *Materials Chemistry and Physics*, vol. 109, pp. 50–55, May 2008.
- [96] K.-f. V. Wong and M. J. Castillo, “Heat Transfer Mechanisms and Clustering in Nanofluids Conduction Heat Transfer in Nanofluids,” tech. rep., Department of Mechanical and Aerospace Engineering, University of Miami, Miami, 2008.

- [97] W. Yu and S. Choi, “The Role of Interfacial Layers in the Enhanced Thermal Conductivity of Nanofluids : A Renovated Maxwell Model,” *Journal of Nanoparticle Research*, vol. 5, pp. 167–171, Apr. 2003.
- [98] L. Xue, P. Keblinski, S. Phillpot, S.-S. Choi, and J. Eastman, “Effect of liquid layering at the liquid - solid interface on thermal transport,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 47, pp. 4277–4284, Sept. 2004.
- [99] P. Keblinski, S. R. Phillpot, S. U. S. Choi, and J. A. Eastman, “Mechanisms of heat flow in suspensions of nano-sized particles (nanofluids),” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 45, pp. 855–863, 2002.
- [100] H. Xie, J. Wang, T. Xi, Y. Liu, F. Ai, and Q. Wu, “Thermal conductivity enhancement of suspensions containing nanosized alumina particles,” *Journal of Applied Physics*, vol. 91, no. 7, p. 4568, 2002.
- [101] S. K. Das, N. Putra, P. Thiesen, and W. Roetzel, “Temperature Dependence of Thermal Conductivity Enhancement for Nanofluids,” *Journal of Heat Transfer*, vol. 125, no. 4, p. 567, 2003.
- [102] J. Miao, J. Wang, and T. Ma, “Analysis of evaporation heat transfer of thin liquid film in a capillary of equilateral triangular cross-section,” *Journal of Thermal Science*, vol. 10, pp. 348–356, Oct. 2001.
- [103] S. Harmand, K. Sefiane, N. Lancial, and A. Benselama, “Experimental and theoretical investigation of the evaporation and stability of a meniscus in a flat micro-channel,” *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 50, pp. 1845–1852, Oct. 2011.
- [104] R. Bertossi, “Modélisation des transferts de chaleur et de masse dans les caloducs contribution à l’analyse des phénomènes d’interfaces intervenant dans les écoulements diphasiques,”. PhD thesis, ENSMA, 2009.
- [105] P. Wayner, Y. Kao, and L. LaCroix, “The interline heat-transfer coefficient of an evaporating wetting film,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 19, pp. 487–492, May 1976.
- [106] R. Ranjan, J. Y. Murthy, and S. V. Garimella, “A microscale model for thin-film evaporation in capillary wick structures,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 54, pp. 169–179, Jan. 2011.

Amélioration des performances énergétique des systèmes de refroidissement industriels : Application aux serveurs informatiques

RESUME : Ce travail aborde la problématique des systèmes de refroidissement ou de contrôle thermique industriels. Nous avons particulièrement mis l'accent sur le refroidissement des serveurs informatiques. Une première partie consiste en l'étude des moyens d'amélioration des techniques de refroidissement existantes, tandis que la deuxième partie est une réflexion sur des techniques de refroidissement alternatives potentiellement plus efficaces et répondant aux demandes actuelles du contrôle thermique industriel. Dans le premier chapitre, nous analysons la bibliographie et la théorie relatives aux phénomènes physiques derrière les techniques de refroidissement étudiées. Ensuite, une classification des techniques de refroidissement est proposée en fin de chapitre. Ce chapitre a servi de base pour l'amélioration des technologies de refroidissement existantes et à la réflexion sur de nouvelles techniques plus efficaces. Le second chapitre porte sur l'optimisation d'une plaque froide, destinée au refroidissement des serveurs informatiques, en s'aidant d'un outil numérique et d'essais expérimentaux. Nous avons noté une augmentation des transferts de chaleur dans la plaque froide en utilisant des inserts, notamment ceux en forme de losange disposés en quinconce. A l'inverse, l'utilisation de certains nanofluides en tant que fluides caloporteurs ne semble pas apporter de gain significatif. Dans le troisième chapitre nous détaillons la démarche suivie pour la conception d'un dissipateur de chaleur basé sur une technologie caloducs, destiné au refroidissement des cartes électroniques. En premier lieu, nous présentons le modèle thermohydraulique de dimensionnement d'un caloduc cylindrique ; une étude paramétrique (géométrique, type de fluide,...) nous a permis d'identifier le jeu de paramètres donnant la meilleure performance du caloduc. En second lieu, nous évoquons les tests réalisés sur le dissipateur de chaleur à caloduc qui nous amènent à valider en partie le modèle thermohydraulique développé. Le dernier chapitre porte sur la réalisation et l'étude d'un démonstrateur pour le refroidissement des cartes électroniques par immersion dans un liquide à basse température de saturation. On commence par la mise en place et l'utilisation d'un modèle numérique pour la conception du démonstrateur, puis des tests expérimentaux sont réalisés. Les premiers résultats obtenus en utilisant le SES-36 comme fluide de travail sont assez prometteurs.

Mots clés : modélisation, transfert de chaleur, refroidissement, datacenter, liquid-cooling, caloducs, échangeurs, nanofluides, ébullition en vase, simulation numérique

Industrial cooling systems performance enhancement: Application to IT Servers

ABSTRACT : The present work is about industrial thermal control systems issues, a focus is done on IT servers cooling. The first part of this document is about cooling techniques optimization. The second part concerns investigations for new cooling techniques potentially more efficient and which can address today's challenges of industrial thermal control systems. In the first chapter, we have done a literature survey and a theoretical analysis of physical phenomena behind studied cooling techniques. Then, we have sorted those techniques according to some criteria. This chapter is a basis for optimization studies we have achieved in the second chapter and for our new cooling techniques investigations in the two last chapters. In the second chapter, we have presented a study about heat transfer enhancement in a cold plate developed for IT servers liquid-cooling. We have observed great heat transfer enhancement when adding lozenge shaped fins inside the cold plate channels. No gain was noted when using some nanofluids as heat transfer liquids. We have shown, in the third chapter, a conception algorithm of a heat spreading device destined for IT servers cooling. The heat spreader is based on a heatpipe technology. First of all, we have presented the thermohydraulic model for cylindrical heatpipes design. A parametric study (geometric, working fluids ...) showed the best combination to obtain the highest heatpipe performance. Then, the heat spreader has been tested and we have validated partially the heatpipe model. The last chapter of this work is a study of a demonstrator destined for cooling down electronic components by immersion in a dielectric fluid with a low saturation temperature. We first built a numerical model to design the demonstrator and then it has been tested. The first results are very encouraging, when using SES-36 as a working fluid.

Keywords : modeling, heat transfer, cooling, datacenter, liquid-cooling, heat pipes, heat exchangers, nanofluids, pool boiling, numerical simulation