



**HAL**  
open science

# Analyse phénoménologique du fonctionnement de diffuseurs thermiques diphasiques (caloducs plats) par voies expérimentale et numérique

Stéphane Lips

► **To cite this version:**

Stéphane Lips. Analyse phénoménologique du fonctionnement de diffuseurs thermiques diphasiques (caloducs plats) par voies expérimentale et numérique. Thermique [physics.class-ph]. Institut national des sciences appliquées de Lyon, 2009. Français. NNT : 2009ISAL0093 . tel-01470318

**HAL Id: tel-01470318**

**<https://hal.science/tel-01470318>**

Submitted on 17 Feb 2017

**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.

# Thèse

## **ANALYSE PHÉNOMÉNOLOGIQUE DU FONCTIONNEMENT DE DIFFUSEURS THERMIQUES DIPHASIQUES**

### **(CALODUCS PLATS)**

#### **PAR VOIES EXPÉRIMENTALE ET NUMÉRIQUE**

présentée devant

**L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES DE LYON**

pour obtenir

### **le grade de docteur**

Formation doctorale : Thermique et Énergétique

École doctorale : MEGA (Mécanique, Énergétique, Génie civil et Acoustique)

par

**Stéphane LIPS**

(Ingénieur Institut National des Sciences Appliquées de Lyon)

Soutenue le 23 Novembre 2009, devant la Commission d'examen :

---

Yves BERTIN	Maître de Conférences, HDR (ENSMA, Poitiers)	
Jocelyn BONJOUR	Professeur (INSA, Lyon)	Directeur
Frédéric LEFEVRE	Maître de Conférences (INSA, Lyon)	Directeur
Marc MISCEVIC	Maître de Conférences, HDR (Univ. P. Sabatier , Toulouse)	Rapporteur
Marc PRAT	Directeur de Recherche CNRS (IMFT, Toulouse)	Président
Jay OCHTERBECK	Professeur (Clemson University, États-Unis)	Rapporteur



**INSA Direction de la Recherche - Écoles Doctorales – Quadriennal 2007-2010**

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	<b>CHIMIE DE LYON</b> <a href="http://sakura.cpe.fr/ED206">http://sakura.cpe.fr/ED206</a>  M. Jean Marc LANCELIN  Insa : R. GOURDON	M. Jean Marc LANCELIN Université Claude Bernard Lyon 1 Bât CPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 13 95 Fax : lancelin@hikari.cpe.fr
E.E.A.	<b>ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE</b> <a href="http://www.insa-lyon.fr/eea">http://www.insa-lyon.fr/eea</a> M. Alain NICOLAS Insa : C. PLOSSU ede2a@insa-lyon.fr Secrétariat : M. LABOUNE AM. 64.43 – Fax : 64.54	M. Alain NICOLAS Ecole Centrale de Lyon Bâtiment H9 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18 60 97 Fax : 04 78 43 37 17 eea@ec-lyon.fr Secrétariat : M.C. HAVGOUDOUKIAN
E2M2	<b>EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION</b> <a href="http://biomserv.univ-lyon1.fr/E2M2">http://biomserv.univ-lyon1.fr/E2M2</a>  M. Jean-Pierre FLANDROIS Insa : H. CHARLES	M. Jean-Pierre FLANDROIS CNRS UMR 5558 Université Claude Bernard Lyon 1 Bât G. Mendel 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.26 23 59 50 Fax 04 26 23 59 49 06 07 53 89 13 e2m2@biomserv.univ-lyon1.fr
EDISS	<b>INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES- SANTÉ</b>  Sec : Safia Boudjema M. Didier REVEL Insa : M. LAGARDE	M. Didier REVEL Hôpital Cardiologique de Lyon Bâtiment Central 28 Avenue Doyen Lépine 69500 BRON Tél : 04.72.68 49 09 Fax :04 72 35 49 16 Didier.revel@creatis.uni-lyon1.fr
INFOMATHS	<b>INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES</b> <a href="http://infomaths.univ-lyon1.fr">http://infomaths.univ-lyon1.fr</a> M. Alain MILLE  Secrétariat : C. DAYEYAN	M. Alain MILLE Université Claude Bernard Lyon 1 LIRIS - INFOMATHS Bâtiment Nautibus 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72. 44 82 94 Fax 04 72 43 13 10 <a href="mailto:infomaths@bat710.univ-lyon1.fr">infomaths@bat710.univ-lyon1.fr</a> - <a href="mailto:alain.mille@liris.cnrs.fr">alain.mille@liris.cnrs.fr</a>
Matériaux	<b>MATERIAUX DE LYON</b>  M. Jean Marc PELLETIER  Secrétariat : C. BERNAVON 83.85	M. Jean Marc PELLETIER INSA de Lyon MATEIS Bâtiment Blaise Pascal 7 avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.72.43 83 18 Fax 04 72 43 85 28 Jean-marc.Pelletier@insa-lyon.fr
MEGA	<b>MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE</b>  M. Jean Louis GUYADER  Secrétariat : M. LABOUNE PM : 71.70 –Fax : 87.12	M. Jean Louis GUYADER INSA de Lyon Laboratoire de Vibrations et Acoustique Bâtiment Antoine de Saint Exupéry 25 bis avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex Tél :04.72.18.71.70 Fax : 04 72 43 72 37 mega@lva.insa-lyon.fr
ScSo	<b>ScSo*</b>  M. OBADIA Lionel  Insa : J.Y. TOUSSAINT	M. OBADIA Lionel Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Tél : 04.78.69.72.76 Fax : 04.37.28.04.48 Lionel.Obadia@univ-lyon2.fr

\*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie



# Résumé

Le travail présenté dans ce mémoire concerne l'étude phénoménologique de diffuseurs thermiques diphasiques (DTD). Les DTD, aussi appelés caloducs plats, sont des systèmes passifs permettant de transférer une grande quantité de chaleur avec un faible gradient de température grâce au transfert avec changement de phase et aux phénomènes de capillarité. Deux DTD en cuivre, dont les structures capillaires sont composées soit de rainures longitudinales, soit de rainures croisées, ont été étudiés. Les DTD sont hermétiquement fermés avec une plaque transparente permettant la visualisation des phénomènes à l'intérieur du système. Le profil de température sur la paroi est mesuré à l'aide de thermistances tandis que la forme de l'interface liquide-vapeur dans la structure capillaire est caractérisée grâce à un microscope confocal. Des observations par caméra rapide ont permis de montrer que l'ébullition nucléée apparaît à l'évaporateur pour des flux thermiques supérieurs à  $3 \text{ W.cm}^{-2}$ . L'ébullition améliore les échanges thermiques et n'empêche pas le fonctionnement du système, contrairement à ce qui est annoncé dans la littérature. L'influence de la charge en liquide et de l'épaisseur de l'espace vapeur sur la limite capillaire du système a été étudiée expérimentalement et théoriquement dans le cas du DTD à rainures longitudinales. Une méthode expérimentale originale a été mise en œuvre pour déterminer la courbure de l'interface liquide-vapeur dans la structure capillaire à rainures croisées. Les résultats issus des études expérimentales des deux DTD ont été comparés à ceux issus de modèles numériques thermique et hydrodynamique précédemment développés au laboratoire.

**Mots-clés :** diffuseur thermique diphasique, caloduc plat, transfert avec changement de phase, courbure des ménisques, capillarité, microscope confocal

## Abstract

The present work is devoted to an investigation of the physical mechanisms involved in flat plate heat pipes (FPHP). FPHPs are passive devices able to transfer high heat fluxes with low temperature differences owing to phase change heat transfer and capillarity. Two FPHPs made of copper have been studied. Their capillary structures consist of longitudinal and crossed grooves respectively. The FPHPs are hermetically sealed with a transparent plate in order to visualize physical phenomena that occur inside. Wall temperature profiles are recorded with thermistors, while the shape of the liquid-vapor interface is characterised by means of a confocal microscope. Visualizations by high speed camera show that nucleate boiling occurs in the evaporator for heat fluxes greater than  $3 \text{ W.cm}^{-2}$ . Boiling improves heat transfer in the system and does not prevent the FPHP operation, contrarily to what is usually assumed in the literature. The impact of the filling ratio and of the vapor space thickness on the performance of the system has been experimentally and theoretically studied for the FPHP with longitudinal grooves. An original experimental method has been developed in order to determine the curvature of the liquid-vapour interface in the capillary structure made of crossed grooves. Experimental results have been compared to the results of thermal and hydrodynamic models, previously developed in the laboratory.

**Keywords :** two phase heat spreader, flat plate heat pipe, phase change heat transfer, meniscus curvature, capillarity, confocal microscope



# Table des matières

<b>RÉSUMÉ.....</b>	<b>5</b>
<b>ABSTRACT.....</b>	<b>5</b>
<b>NOMENCLATURE.....</b>	<b>11</b>
<b>INTRODUCTION.....</b>	<b>15</b>
<b>CHAPITRE 1 : ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE.....</b>	<b>19</b>
<b>1.1 Généralités sur les caloducs diphasiques à pompage capillaire.....</b>	<b>19</b>
1.1.1 Principe de fonctionnement des caloducs .....	19
1.1.2 Limites de fonctionnement .....	20
1.1.3 Spécificités des DTD parmi les caloducs .....	21
<b>1.2 Les DTD étudiés dans la littérature.....</b>	<b>21</b>
1.2.1 Géométrie et structures capillaires.....	21
1.2.2 Études expérimentales des DTD.....	24
1.2.2.1 Études thermiques.....	24
1.2.2.2 Études hydrodynamiques.....	26
1.2.2.3 Conclusions.....	27
<b>1.3 Modélisation des diffuseurs thermiques diphasiques.....</b>	<b>27</b>
1.3.1 Études hydrodynamiques.....	28
1.3.1.1 Modèles analytiques globaux 1D.....	28
1.3.1.2 Modèles numériques 1D.....	29
1.3.1.3 Calcul des pertes de charge.....	31
1.3.1.4 Modèles numériques 2D.....	33
1.3.2 Études thermiques.....	34
1.3.3 Études en régime transitoire.....	35
1.3.4 Modèles développés au sein du laboratoire.....	36
1.3.4.1 Modèle numérique de Rullière et al. [10].....	36
1.3.4.2 Modèle analytique de Lefèvre et Lallemand [68].....	39
<b>1.4 Conclusions.....</b>	<b>43</b>
<b>CHAPITRE 2 : DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL.....</b>	<b>45</b>
<b>2.1 Diffuseur en cuivre à rainures longitudinales.....</b>	<b>45</b>
2.1.1 Description du DTD à rainures longitudinales.....	45
2.1.2 Choix des matériaux et des fluides.....	46
2.1.3 Instrumentation du DTD à rainures longitudinales.....	47



<b>2.2 Diffuseur à rainures croisées.....</b>	<b>47</b>
2.2.1 Description du DTD à rainures croisées.....	47
2.2.2 Instrumentation du DTD à rainures croisées.....	48
<b>2.3 Diffuseur à rainures radiales.....</b>	<b>49</b>
<b>2.4 Bancs d'essais.....</b>	<b>51</b>
2.4.1 Banc de remplissage.....	51
2.4.2 Dispositif expérimental.....	52
<b>2.5 Le microscope confocal.....</b>	<b>53</b>
2.5.1 Place de la microscopie confocale parmi les méthodes de mesure de films minces.....	53
2.5.2 Principe de fonctionnement de la microscopie confocale.....	54
2.5.3 Correction optique pour l'utilisation de polycarbonate.....	55
2.5.4 Performances et limites de la microscopie confocale pour l'étude de DTD.....	56
2.5.4.1 Étude des ménisques dans une rainure.....	56
2.5.4.2 Étude de films minces.....	59
2.5.4.3 Étude de ménisques non cylindriques.....	60
2.5.4.4 Étude en régime transitoire .....	60
2.5.4.5 Conclusion sur la microscopie confocale.....	61
<b>2.6 Conclusion.....</b>	<b>61</b>
<b>CHAPITRE 3 : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU DIFFUSEUR À RAINURES LONGITUDINALES.....</b>	<b>63</b>
<b>3.1 Performances thermiques du diffuseur en fonctionnement.....</b>	<b>63</b>
3.1.1 Étude à vide du diffuseur.....	63
3.1.2 Ébullition et hystérésis pour différentes charges.....	64
3.1.2.1 Observation des écoulements pour un taux de remplissage donné.....	65
3.1.2.2 Influence du taux de remplissage .....	69
3.1.3 Influence de la charge et de l'espace vapeur.....	71
3.1.3.1 Taux de remplissage optimal pour un espace vapeur fixé.....	72
3.1.3.2 Effet de l'espace vapeur sur les résistances thermiques.....	74
3.1.3.3 Taux de remplissage optimal ou charge de liquide optimale ?.....	76
3.1.4 Conclusion.....	78
<b>3.2 Caractérisation des ménisques dans les rainures du DTD.....</b>	<b>78</b>
3.2.1 Procédure expérimentale.....	79
3.2.2 Validation du dispositif expérimental.....	79
3.2.3 Étude de la dispersion des mesures.....	80
3.2.3.1 Dispersion des mesures dans le DTD en fonctionnement.....	80
3.2.3.2 Discussion sur l'homogénéité des écoulements dans les rainures.....	83
3.2.4 Influence de la charge en position horizontale.....	85
3.2.5 Influence de l'espace vapeur.....	88
3.2.6 Étude hydrodynamique en position inclinée.....	89
<b>3.3 Conclusions.....</b>	<b>91</b>

<b>CHAPITRE 4 : ÉTUDE THÉORIQUE DU DIFFUSEUR À RAINURES LONGITUDINALES.....</b>	<b>93</b>
<b>4.1 Effet combiné du taux de remplissage et de l'espace vapeur sur les performances d'un DTD.....</b>	<b>93</b>
4.1.1 Distribution du liquide au sein d'un DTD.....	93
4.1.2 Forme du ménisque entre les plaques d'un DTD au repos.....	94
4.1.3 Rayon de courbure des ménisques dans les rainures pour un DTD au repos.....	97
4.1.4 Conséquences sur la pression capillaire maximum.....	99
4.1.5 Conclusion.....	100
<b>4.2 Modélisation hydrodynamique du DTD.....</b>	<b>100</b>
4.2.1 Modélisation des pertes de charge.....	100
4.2.1.1 <i>Modèle analytique</i> .....	100
4.2.1.2 <i>Modèle numérique</i> .....	102
4.2.1.3 <i>Comparaison des modèles</i> .....	104
4.2.2 Modélisation du DTD.....	105
<b>4.3 Modélisation thermique.....</b>	<b>106</b>
4.3.1 Modèle nodal du DTD.....	106
4.3.2 Détermination de la résistance thermique longitudinale.....	107
4.3.3 Exemple de résultats du modèle.....	108
<b>4.4 Exploitation du modèle.....</b>	<b>110</b>
4.4.1 Comparaison des modèles numériques et des résultats expérimentaux.....	110
4.4.2 Études des contraintes interfaciales liquide-vapeur.....	111
4.4.3 Influence de l'ébullition sur la limite capillaire.....	112
4.4.4 Étude thermique de l'évaporateur et du condenseur.....	114
4.4.4.1 <i>Étude de l'évaporateur</i> .....	115
4.4.4.2 <i>Étude du condenseur</i> .....	115
4.4.5 Étude hydrodynamique des films minces au condenseur.....	116
<b>4.5 Conclusion.....</b>	<b>119</b>
<b>CHAPITRE 5 : ÉTUDE DU DIFFUSEUR À RAINURES CROISÉES.....</b>	<b>121</b>
<b>5.1 Forme de l'interface liquide-vapeur.....</b>	<b>121</b>
5.1.1 Modélisation de l'interface.....	121
5.1.2 Résultats et discussions de la modélisation.....	125
5.1.2.1 <i>Forme générale de l'interface</i> .....	125
5.1.2.2 <i>Récession des ménisques et limite capillaire</i> .....	127
5.1.3 Visualisation expérimentale des ménisques.....	129
5.1.4 Détermination du rayon de courbure des ménisques.....	129
5.1.4.1 <i>Identification de la courbure par comparaison avec la forme théorique</i> .....	130
5.1.4.2 <i>Identification du centre des ménisques à une paraboloïde</i> .....	131
5.1.4.3 <i>Détermination de la courbure par différences finies et moyennage</i> .....	132
<b>5.2 Étude expérimentale du DTD à rainures croisées.....</b>	<b>133</b>

Table des matières

5.2.1 Détermination de la charge optimale.....	133
5.2.2 Validation de la méthode de mesure de la courbure.....	135
5.2.3 Résultats pour le DTD chargé en méthanol.....	136
5.2.4 Résultats pour le DTD chargé en FC72.....	139
<b>5.3 Comparaison entre les résultats expérimentaux et le modèle numérique analytique de Lefèvre et Lallemand [68].....</b>	<b>140</b>
5.3.1 Hypothèses et procédure de modélisation .....	140
5.3.2 Étude thermique du DTD.....	141
5.3.2.1 Étude à vide.....	141
5.3.2.2 Étude en fonctionnement.....	142
5.3.3 Étude hydrodynamique du DTD.....	144
5.3.3.1 Résultats du modèle.....	144
5.3.3.2 Comparaison avec les résultats expérimentaux.....	146
<b>5.4 Conclusion.....</b>	<b>149</b>
<b>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....</b>	<b>151</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE.....</b>	<b>155</b>
<b>ANNEXE A : PLANS DES DTD EN CUIVRE.....</b>	<b>163</b>
<b>A.1 DTD à rainures longitudinales.....</b>	<b>163</b>
<b>A.2 DTD à rainures croisées.....</b>	<b>164</b>
<b>ANNEXE B : QUELQUES OUTILS STATISTIQUES.....</b>	<b>165</b>
<b>B.1 Mesure des rayons de courbure.....</b>	<b>165</b>
<b>B.2 Tracé du profil de rayon de courbure le long du DTD.....</b>	<b>167</b>
<b>B.3 Détermination des pertes de charge moyennes.....</b>	<b>168</b>

# Nomenclature

$a$	constante capillaire du fluide	m
$a, b, c$	dimensions du DTD	m
$a_c$	coefficient d'accommodation	-
$A$	section de passage	m <sup>2</sup>
$A_{m0}, A_{0n}, A_{mn}$	coefficients de Fourier de $T^*$	-
$B, C$	longueurs adimensionnées	-
$B_{m0}, B_{0n}, B_{mn}$	coefficients de Fourier de $\Phi$	-
$c$	rapport d'aspect	-
$C_{m0}, C_{0n}, C_{mn}$	coefficients de Fourier de $P$	-
$D_h$	diamètre hydraulique	m
$E$	épaisseur	m
$f$	coefficient de frottement	-
$FP$	facteur de performance	-
$g$	accélération de la pesanteur	m.s <sup>-2</sup>
$G$	paramètre sans dimensions	-
$h$	coefficient d'échange	W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>
$h$	hauteur	m
$H$	courbure	m <sup>-1</sup>
$h_{lv}$	chaleur latente massique de vaporisation	J.kg <sup>-1</sup>
$K$	perméabilité	m <sup>2</sup>
$K^*$	perméabilité adimensionnée	-
$l$	largeur	m
$L$	longueur	m
$\dot{m}$	débit massique	kg.s <sup>-1</sup>
$\bar{M}$	masse molaire	g.mol <sup>-1</sup>
$N$	nombre	-
$P$	pression	Pa
$q$	densité de flux de chaleur	W.m <sup>-2</sup>
$Q$	puissance thermique	W
$r$	rayon de courbure	m

## Nomenclature

$\bar{R}$	constante molaire des gaz parfait = 8,314	$\text{J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$
$R_{th}$	résistance thermique	$\text{K.W}^{-1}$
$S$	surface	$\text{m}^2$
$T$	température	$\text{K}$
$T^*$	température adimensionnée	-
$t_r$	taux de remplissage	-
$u$	vitesse débitante	$\text{m.s}^{-1}$
$v$	vitesse	$\text{m.s}^{-1}$
$V$	volume	$\text{m}^3$
$V^*$	volume de liquide adimensionné	-
$x, y, z$	coordonnées cartésiennes	$\text{m}$
$X, Y, Z$	coordonnées cartésiennes adimensionnées	-

Notation grecques :

$\alpha$	angle de contact	-
$\alpha$	fraction de flux transféré par changement de phase	-
$\theta$	angle d'inclinaison du DTD par rapport à l'horizontale	-
$\delta$	épaisseur du film liquide	$\text{m}$
$\varphi$	densité de flux thermique	$\text{W.m}^{-2}$
$\Phi$	densité de flux thermique adimensionnée	-
$\eta$	rapport entre les surfaces des sources chaudes et froides	-
$\Delta$	variation	-
$\lambda$	conductivité thermique	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
$\mu$	viscosité dynamique	$\text{Pa.s}$
$\nu$	viscosité cinématique	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
$\rho$	masse volumique	$\text{kg.m}^{-3}$
$\tau$	contrainte	$\text{N.m}^{-2}$
$\xi$	porosité	-
$\varphi, \psi$	angles	-
$\sigma$	tension superficielle	$\text{N.m}^{-1}$
$\sigma_x$	écart-type associé à la grandeur $x$	[x]

Indices :

0	initial
1, 2	directions principales
a	ailette
a+r	ailette et rainure
adia	adiabatique
c	critique
cap	capillaire
cond	condenseur
cu	cuivre
eff	effective
eq	équivalent
evap	évaporateur
f	frottement
g	gravitaire
i	interfacial
l	liquide
long	longitudinal
max	maximum
min	minimum
p	paroi
r	rainure
sat	saturation
tot	total
trans	transversal
v	vapeur

Nombres adimensionnels :

$$Bi = \frac{hE}{\lambda} \quad \text{nombre de Biot}$$

$$Po = f Re \quad \text{nombre de Poiseuille}$$

$$Re = \frac{\rho u D_h}{\mu} \quad \text{nombre de Reynolds}$$



# Introduction

Le contrôle thermique, notamment le refroidissement et l'extraction de la chaleur, est un enjeu de plus en plus important dans un grand nombre d'applications industrielles. L'utilisation de systèmes diphasiques utilisant le changement de phase liquide-vapeur pour transférer de la chaleur d'une source chaude à une source froide est aujourd'hui une pratique courante et en pleine expansion. Parmi les systèmes diphasiques, les caloducs ont une place particulière liée au fait qu'ils sont des systèmes passifs, c'est-à-dire qu'ils n'ont pas besoin d'une force mécanique extérieure pour fonctionner. Cette propriété leur permet d'être utilisés dans des domaines très variés (spatial, aéronautique, transport ferroviaire, ...). Le premier brevet sur les caloducs date de 1942. Depuis, de nombreuses études ont été menées pour caractériser leur fonctionnement et leurs performances.

Depuis les années 1990, des caloducs de petites dimensions dédiés au refroidissement de composants électroniques, comme les réseaux de micro-caloducs et les diffuseurs thermiques diphasiques (DTD), font l'objet de nombreux travaux de recherche. En effet, la miniaturisation croissante des composants électroniques conduit à augmenter considérablement les densités de flux de chaleur à évacuer. Plusieurs articles de synthèse traitent des applications de ces composants, ainsi que de leur évolution au cours du temps (Groll *et al.* [1], en 1998, Oomi *et al.* [2], en 2002, et plus récemment Avenas *et al.* [3], DiStefano [4], Ektummakij *et al.* [5], ou encore Mochizuki *et al.* [6] en 2004). Aujourd'hui, il n'est pas rare de trouver des mini-caloducs dans des ordinateurs vendus dans le commerce.

Cette thèse s'inscrit ainsi dans le projet de recherche sur ces systèmes de refroidissement, initié il y a plus de 10 ans au sein du laboratoire CETHIL. Afin de situer le cadre et le contexte scientifique de cette étude, il est nécessaire de revenir sur les principales étapes de ce projet de recherche dans le cadre du laboratoire.

Les premières études sur ces systèmes de refroidissement de petites dimensions ont eu pour objet les micro-caloducs, qui sont des tubes de section non circulaire, dont les coins assurent la circulation du liquide par capillarité. Valérie Sartre, maître de conférences – HDR, a entrepris des travaux de recherche sur les mini-caloducs et les micro-caloducs à partir de 1995. Les micro-caloducs apparaissaient alors comme une technique très prometteuse pour le refroidissement de composants électroniques. Plusieurs contrats européens ont eu lieu en partenariat avec Thalès Avionics pour des applications aéronautiques (Khipcool, Mcube, ...).

En 2002, Stéphane Launay soutient une thèse relative à des études expérimentale et théorique des performances thermiques de micro-caloducs usinés dans du silicium [7]. En pratique, plusieurs micro-caloducs sont associés en parallèle pour former des réseaux permettant de refroidir de plus grandes surfaces. L'objectif principal de cette étude était le développement de micro-caloducs intégrés dans le substrat en silicium des composants électroniques, afin de dissiper des densités de flux élevées tout en assurant une uniformité de la température du composant. Cette approche permet de limiter la résistance de contact entre le composant et le système de refroidissement, ainsi que les contraintes thermo-mécaniques qu'induirait l'utilisation de matériaux différents.

Launay a développé un modèle numérique permettant de simuler les comportements thermique et hydrodynamique des micro-caloducs. Les résultats du modèle l'ont guidé dans la conception des différents réseaux de micro-caloducs. Ceux-ci ont été réalisés par gravure anisotropique du silicium avec une solution aqueuse d'hydroxyde de potassium. Cette technique conduit à des états de surface de grande qualité des canaux gravés. L'utilisation de micro-capteurs déposés sur la plaquette en silicium, et en particulier l'utilisation de thermistances en silicium polycristallin, a permis de mesurer le profil de température longitudinal des réseaux avec une grande précision. Le remplissage est un point délicat



## Introduction

du fonctionnement des micro-caloducs. Un banc spécifique a donc été développé, permettant le dégazage du fluide, le remplissage du système et la détermination de la masse de fluide introduite.

Les résultats obtenus pour des réseaux de micro-caloducs de section triangulaire constante remplis avec du méthanol ont montré une très faible amélioration des performances thermiques par rapport à une plaque pleine du même matériau, quelle que soit la charge introduite. Toutefois, les résultats obtenus avec un réseau de micro-caloducs à artères chargé en méthanol ont montré une amélioration de la conductivité thermique équivalente de plus de 300 % par rapport à une plaque pleine.

Launay a rencontré au cours de sa thèse un certain nombre de problèmes technologiques dans les différentes étapes de fabrication des micro-caloducs. La poursuite de cette étude et la définition optimale de ces étapes vis-à-vis de l'industrialisation du process de fabrication ont été effectuées par Guillaume Pandraud au cours de sa thèse [8]. Il teste des micro-caloducs remplis avec différents fluides et obtient une amélioration des performances thermiques par rapport au réseau vide de 41% pour le méthanol et le pentane, de 12 % pour l'éthanol et nulle pour l'eau et le FC72. Les propriétés du fluide et les propriétés du couple fluide-paroi sont donc particulièrement importantes. Ces résultats expérimentaux ont été comparés à un modèle numérique, dérivé de celui de Launay. Il s'avère que le modèle sous-estime la valeur des résistances thermiques, ainsi que la valeur de la limite capillaire du système.

En janvier 2007, Sartre soutient une Habilitation à Diriger des Recherches sur l'étude de micro-caloducs pour le refroidissement de composants électroniques [9]. Dans ses conclusions, elle souligne la relative faiblesse de l'efficacité de ces réseaux de micro-caloducs et propose quelques voies de recherche pour améliorer leurs performances (traitement de surface, nano-structuration, optimisation de la géométrie des canaux, utilisation d'un champ électrique). Elle note aussi la disparité de la qualité d'instrumentation des dispositifs étudiés dans la littérature et la nécessité de développer de nouveaux types d'instrumentation (thermistances en silicium polycristallin, micro-condensateur pour la mesure de taux de vide, intégration de micro-capteurs de pression pour pouvoir comparer les pertes de pression dans les fluides par rapport à celles prédites par le modèle). Elle suggère un approfondissement de certains aspects de la modélisation, aussi bien dans les modèles hydrodynamiques (prise en compte de la ligne triple et des coefficients de frottement pariétal et interfacial, détermination du rayon de courbure minimum et de l'angle de contact liquide-paroi, ...) que dans les modèles thermiques (micro-région, détermination de l'épaisseur des films, ...). Nous pouvons noter que ses conclusions sont également valables pour les diffuseurs thermiques diphasiques.

Parallèlement à l'étude des micro-caloducs, les DTD sont étudiés au laboratoire à partir de 2001 par Frédéric Lefèvre. Il s'agit de caloducs plats, dont l'épaisseur est faible par rapport aux autres dimensions du système. Ils peuvent être considérés comme un réseau de micro-caloducs dont les rainures ont un seul espace vapeur commun. Un DTD permet ainsi d'améliorer la conductivité thermique du matériau dans toutes les directions. La présence d'un seul espace vapeur limite les pertes de charge dans la vapeur, ainsi que les contraintes interfaciales. Depuis les années 2000, les recherches s'orientent vers ces systèmes aux dépens des micro-caloducs.

En 2006, Romulad Rullière soutient une thèse ayant pour objet l'étude expérimentale et théorique de DTD, pour une application au refroidissement de piles à combustible [10]. Il étudie un DTD en cuivre de grandes dimensions (230 x 90 mm<sup>2</sup>), et un DTD en silicium de plus petites dimensions (62 x 50 mm<sup>2</sup>) dont le but est de refroidir et d'homogénéiser la température du cœur de certaines piles à combustible PEMFC. La structure capillaire de ces DTD est constituée de rainures longitudinales. Il met en place une procédure spécifique de remplissage des DTD en adaptant le banc réalisé par Launay et Pandraud pour les micro-caloducs. Cette procédure permet une bonne reproductibilité de la charge introduite dans le système tout en évitant la présence de gaz incondensables. Les DTD sont fermés par une plaque transparente permettant la visualisation des ménisques dans les rainures. Rullière montre l'importance du fluide caloporteur utilisé (eau et méthanol), et en particulier de la mouillabilité du fluide sur la paroi. De même, il observe que

l'utilisation de l'eau dans le DTD nécessite un espace vapeur suffisamment épais pour que le système fonctionne correctement. Un modèle hydrodynamique et thermique est développé, puis validé grâce aux résultats expérimentaux. L'utilisation du microscope confocal pour mesurer l'évolution des rayons de courbure des ménisques le long des rainures permet pour la première fois de valider directement le modèle hydrodynamique.

Rullière conclut sa thèse sur la nécessité de mesurer l'épaisseur de film liquide sur le sommet des ailettes afin de pouvoir valider le modèle hydrodynamique au condenseur. Il insiste aussi sur l'importance de mieux comprendre l'influence des contraintes interfaciales sur le système, en particulier en présence de changement de phase. De même, de nouvelles études sont nécessaires pour déterminer la valeur du rayon de courbure au condenseur pour le DTD en fonctionnement. Enfin, il ouvre des perspectives sur l'utilisation des DTD en régime transitoire et sur la visualisation des ménisques dans des structures capillaires 2D.

Ce travail de thèse s'inscrit dans la continuité des études menées au sein du laboratoire, et en particulier de la thèse de Rullière. Il a, en partie, pour cadre l'ANR non thématique « Intensifilm » (« films liquides et intensification des transferts dans les systèmes et micro-systèmes à changement de phase et les milieux poreux ») et a pour objet l'étude phénoménologique des DTD par voies expérimentale et théorique. Une attention toute particulière est donnée à la forme de l'interface liquide-vapeur au sein de la structure capillaire. D'après les études précédentes, celle-ci a en effet une importance capitale aussi bien pour les performances thermiques (épaisseur des films de liquide, ...), que pour les performances hydrodynamiques (sections de passage du liquide, pression capillaire maximale, ...).

Le premier chapitre de ce mémoire présente une synthèse bibliographique des études sur les DTD. Dans un premier temps, le principe de fonctionnement et les limites d'utilisations sont abordés. Les études expérimentales menées sur ces systèmes sont ensuite décrites. Enfin, les modèles de DTD disponibles dans la littérature sont abordés et deux modèles spécifiques, développés au laboratoire, sont détaillés.

Les différents DTD étudiés dans cette thèse sont présentés dans le second chapitre. Leur structure capillaire est composée de rainures longitudinales et de rainures croisées. Le banc de remplissage et l'ensemble du banc expérimental sont aussi décrits. L'apport général de l'utilisation du microscope confocal pour l'étude des DTD est abordé.

Les résultats expérimentaux obtenus avec le DTD à rainures longitudinales font l'objet du chapitre 3. Dans un premier temps, les performances thermiques du DTD sont analysées, notamment en présence d'ébullition nucléée. Les performances hydrodynamiques, caractérisées à partir de la mesure du rayon de courbure dans les rainures, pour différentes configurations expérimentales, sont présentées. L'influence de la charge en liquide et de l'épaisseur de l'espace vapeur est mise en évidence.

Une approche théorique des phénomènes expérimentaux observés dans le chapitre 3 est menée dans le chapitre 4. Les différents phénomènes, aussi bien thermique qu'hydrodynamique, prenant place à l'intérieur des DTD sont étudiés grâce à des modèles numériques et analytiques. Différentes hypothèses sont testées et comparées aux mesures.

Le chapitre 5 est dédié à l'étude expérimentale et théorique du DTD en cuivre à rainures croisées. La forme de l'interface liquide-vapeur est tout d'abord étudiée, puis les performances thermique et hydrodynamique du système sont déterminées expérimentalement pour deux fluides caloporteurs. Les mesures sont comparées à des résultats issus d'un modèle précédemment développé au laboratoire.

Enfin, une conclusion générale présente une synthèse des résultats obtenus et des études encore nécessaires pour améliorer la compréhension des DTD.



# Chapitre 1 : Étude bibliographique

Ce chapitre présente les principes de fonctionnement des DTD et une synthèse bibliographique des principales études expérimentales et théoriques sur ces systèmes. Les études expérimentales ayant été déjà largement décrites dans des travaux récents du laboratoire, elles sont présentées de manière très synthétiques dans ce mémoire. Le lecteur intéressé pourra se référer au mémoire de thèse de R. Rullière [10] ou à celui d'Habilitation à Diriger des Recherches de V. Sartre [11] pour plus de renseignements. Par contre, les études théoriques sont présentées de manière plus exhaustive.

## 1.1 Généralités sur les caloducs diphasiques à pompage capillaire

### 1.1.1 Principe de fonctionnement des caloducs

Les caloducs diphasiques à pompage capillaire comportent des systèmes de caractéristiques variées (géométrie, taille, fluide, etc.) qui leur permettent d'être utilisés dans des domaines différents (ferroviaire, aérospatial, électronique, etc.). Le système est composé d'une enceinte étanche, remplie d'un fluide à l'état d'équilibre liquide-vapeur. Des sources chaudes et froides sont placées sur la surface externe de l'enceinte : le liquide s'évapore au niveau des sources chaudes et la vapeur ainsi formée se condense au niveau des sources froides. Le retour du liquide vers l'évaporateur est assuré par une structure capillaire. Le transport de la chaleur par changement de phase permet ainsi de transférer des densités de flux importantes avec de faibles gradients de température.

Le moteur des écoulements est la pression capillaire  $P_{cap}$ , qui dépend de la courbure  $H$  de l'interface liquide-vapeur dans la structure capillaire et de la tension superficielle  $\sigma$  du fluide. Elle s'exprime à l'aide de l'équation de Laplace-Young :

$$P_{cap} = 2 \sigma H \quad (1.1)$$

La différence de pression capillaire entre le condenseur et l'évaporateur est appelée pression capillaire motrice et est le reflet des pertes de charge induites par l'écoulement du liquide et de la vapeur dans le système et, éventuellement, du gradient de pression hydrostatique dû aux effets gravitaires :

$$\Delta P_{cap} = P_{cap,cond} - P_{cap,evap} = \Delta P_l + \Delta P_v + \Delta P_g \quad (1.2)$$

Cependant, la pression capillaire motrice ne peut dépasser une certaine valeur, qui dépend de la géométrie de la structure capillaire et des propriétés thermo-physiques du fluide utilisé, en particulier de son facteur de mérite  $M = \sigma \rho_l h_{lv} / \mu_l$ . Le facteur de mérite est un indicateur des performances hydrodynamiques des caloducs, c'est à dire de la puissance maximale que peut transférer le système sans observer un assèchement à l'extrémité de l'évaporateur.

Les performances thermiques des caloducs diphasiques à pompage capillaire dépendent aussi des propriétés du fluide et de la géométrie du système : le liquide et la vapeur étant à saturation, la principale résistance thermique provient de l'épaisseur des films de liquide au condenseur et à l'évaporateur. La forme de l'interface liquide-vapeur au niveau de la structure capillaire est donc un paramètre important du fonctionnement des caloducs. Ainsi, la charge de liquide introduite dans le système a une grande influence : trop de liquide entraîne l'ennoiement d'une partie du caloduc, tandis que trop peu de liquide favorise l'assèchement. Ces deux phénomènes ont pour conséquence une dégradation des performances thermiques du système.

## 1.1.2 Limites de fonctionnement

Le fonctionnement des caloducs diphasiques à pompage capillaire peut être limité par plusieurs phénomènes physiques (Faghri [9]). Il en résulte des limites de fonctionnement appelées limites visqueuse, sonique, d'entraînement, capillaire et d'ébullition. Pour un même fluide, la puissance thermique maximale correspondant à ces différentes limites dépend de la température de saturation du système (figure 1.1).

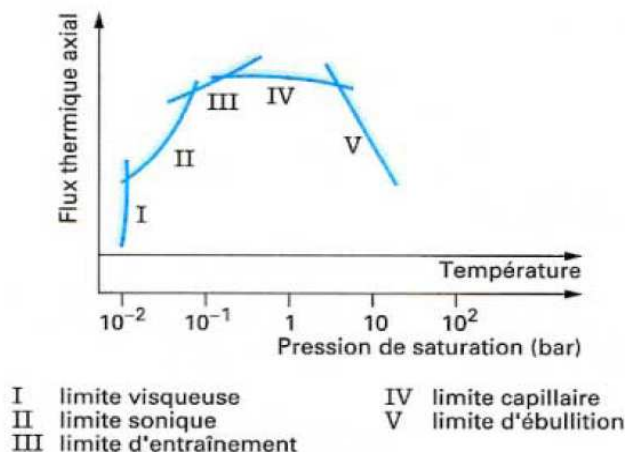


Figure 1.1 : Limites de fonctionnement des caloducs diphasiques à pompage capillaire (Bricard et Chaudourne [12])

Pour des caloducs fonctionnant à une température de saturation faible, la pression de saturation du fluide caloporteur est proche du point triple. La limite visqueuse apparaît lorsque la pression à l'évaporateur est trop faible pour compenser les pertes de charge dans les écoulements. De plus, dans ces conditions, la vitesse du son dans la vapeur est faible. Lorsque la vapeur atteint la vitesse, le débit du fluide ne peut plus augmenter : il s'agit de la limite sonique.

Une limite de fonctionnement importante est la limite d'entraînement : elle intervient lorsque la vitesse de la vapeur, et donc les contraintes interfaciales, deviennent suffisamment élevées pour former des ondes sur l'interface liquide-vapeur : des gouttelettes de liquide peuvent alors être arrachées par la vapeur et entraînées vers le condenseur. Cela limite le retour du liquide vers l'évaporateur et peut provoquer un assèchement de celui-ci et un engorgement au niveau du condenseur.

La limite de fonctionnement la plus fréquemment rencontrée dans les applications usuelles est la limite capillaire. Elle apparaît lorsque la pression capillaire motrice maximale est atteinte. Une augmentation de la puissance thermique conduit alors un assèchement d'une partie de l'évaporateur.

Enfin, la limite d'ébullition a pour origine la formation de bulles de vapeur dans la structure capillaire qui se produit à partir d'une certaine valeur de la surchauffe à la paroi. Il est admis dans la littérature que la croissance de ces bulles peut rompre l'interface liquide-vapeur, et ainsi annuler la pression motrice capillaire. Nous discuterons de cette limite de fonctionnement dans la suite de cette thèse.

L'ensemble de ces limites de fonctionnement a pour origine la non vérification de l'équation (1.2). Les conséquences sont systématiquement un assèchement d'une partie de l'évaporateur ou un engorgement du condenseur, ce qui dégrade dans les deux cas les performances thermiques du système. La prédiction de ces limites est donc cruciale pour le dimensionnement des caloducs.

### **1.1.3 Spécificités des DTD parmi les caloducs**

Cette thèse est dédiée à l'étude de diffuseurs thermiques diphasiques, aussi appelés caloducs plats. Ces systèmes font partie des caloducs diphasiques à pompage capillaire, dont le principe a été décrit ci-dessus.

Un DTD est un caloduc plat, généralement de faible épaisseur (de l'ordre de 1 à 2 mm) et dans lequel le liquide est mû principalement par les forces capillaires. Cela le différencie des systèmes de type thermosiphon pour lesquels le retour du liquide du condenseur vers l'évaporateur est assuré par la gravité. Parmi les thermosiphons, nous pouvons citer les « chambres de vapeur », dont la géométrie et les applications sont très proches de celles des DTD étudiés dans cette thèse. Les chambres de vapeur se distinguent toutefois par la position des sources chaudes et froides : ce sont en réalité des caloducs plats fonctionnant en thermosiphon, le condenseur et l'évaporateur étant respectivement situés sur les faces supérieure et inférieure du système. La structure capillaire qui peut être présente dans ces systèmes sert essentiellement à améliorer les transferts thermiques.

Les micro-caloducs ou réseaux de micro-caloducs constituent un autre type de caloducs diphasiques à pompage capillaire de géométrie proche des DTD. Ils sont composés par un ensemble de canaux parallèles dont la géométrie peut varier d'un système à l'autre et dont les dimensions transversales sont faibles (de l'ordre de quelques centaines de micromètres). Les coins des canaux servent de structure capillaire tandis que la vapeur circule dans leur zone centrale. Historiquement, de nombreuses études sur les réseaux de micro-caloducs sont à la base de celles sur les DTD. En pratique, un DTD est un réseau de micro-caloducs dont l'espace vapeur est commun à l'ensemble des rainures. Cela permet de limiter les pertes de charge dans la vapeur et donc d'améliorer les performances du système.

Étant donné les fortes similitudes entre ces différents systèmes, certaines études portant sur les caloducs conventionnels, sur les chambres de vapeur ou sur les micro-caloducs sont intégrées dans la synthèse bibliographique.

## **1.2 Les DTD étudiés dans la littérature**

Depuis le début des années 1990, les DTD ont fait l'objet de nombreuses études expérimentales. Les DTD testés possèdent des géométries et des structures capillaires différentes, et plusieurs types de matériaux ont été utilisés pour leur fabrication. L'orientation dans laquelle ils ont été testés varie aussi d'une étude à l'autre. Dans cette partie, nous présentons un état de l'art de ces différentes études expérimentales.

### **1.2.1 Géométrie et structures capillaires**

La géométrie et la structure capillaire d'un DTD dépendent de l'application pour laquelle il a été dimensionné. Dans la littérature, nous pouvons distinguer deux types de DTD selon les matériaux utilisés pour leur fabrication : d'une part, les systèmes métalliques, fabriqués en cuivre, en aluminium ou en laiton, et d'autre part les systèmes en silicium. Ces derniers sont directement issus des technologies de fabrication des micro-caloducs pour le refroidissement de composants électroniques et sont généralement de plus faible épaisseur.

La géométrie des DTD peut être carrée, rectangulaire, ou circulaire. La structure capillaire utilisée dépend essentiellement de la position des sources chaudes et des sources froides. Nous pouvons distinguer les structures capillaires 1D (rainures longitudinales) et 2D (toiles métalliques, rainures croisées, milieu fritté, etc.).

Dans sa thèse, Rullière [10] présente une synthèse très complète des différents DTD testés dans la littérature, des matériaux utilisés et du type de structure capillaire, dont nous présentons ici les principaux travaux.

Plesch *et al.* [13], Cao *et al.* [14], Hopkins *et al.* [15], Avenas *et al.* [16], Lin *et al.* [17],

Ponnappan [18] et Lichun *et al.* [19] ont réalisé des DTD métalliques rectangulaires avec une structure capillaire composée de rainures longitudinales dont les dimensions varient de 30 à 900  $\mu\text{m}$ . L'épaisseur de l'espace vapeur est compris entre 0,8 et 2 mm. Les rainures peuvent être réalisées par usinage dans une plaque métallique, ou par pliage et brasage d'une feuille métallique sur la face interne des DTD. Wang et Vafai [20] et Khandekar *et al.* [21] ont testé des diffuseurs en cuivre rectangulaires dont la structure capillaire est composée de toiles métalliques. Kang *et al.* [22] ont testé deux DTD en cuivre et de forme circulaire. Une plaque est insérée au centre du système afin de séparer les écoulements du liquide et de la vapeur (figure 1.2).

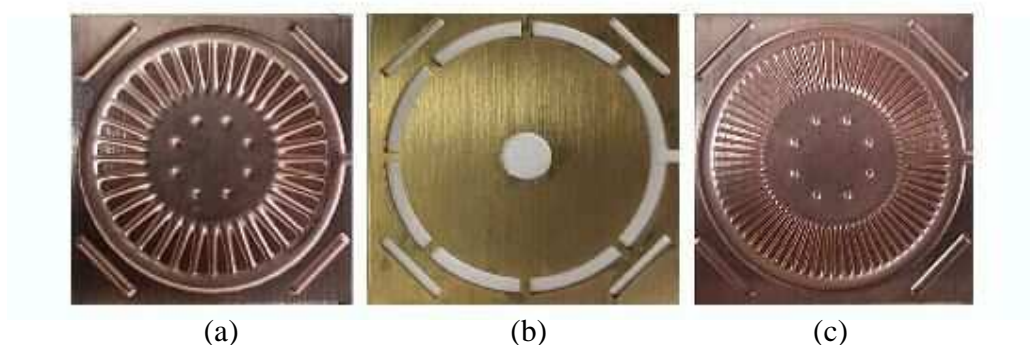


Figure 1.2 : Photographies du DTD de Kang *et al.* [22]

(a - plaque du côté vapeur ; b - plaque intermédiaire ; c - plaque du côté liquide)

Perret *et al.* [23] et Avenas *et al.* [24] ont réalisé un DTD rectangulaire en silicium dont les performances ont été évaluées par Lai *et al.* [25] et par Gillot *et al.* [26]. Il s'agit du seul DTD en silicium testé dans la littérature dont la structure capillaire est composée de rainures longitudinales. Le DTD est réalisé par assemblage moléculaire de trois plaques de silicium gravées (figure 1.3).

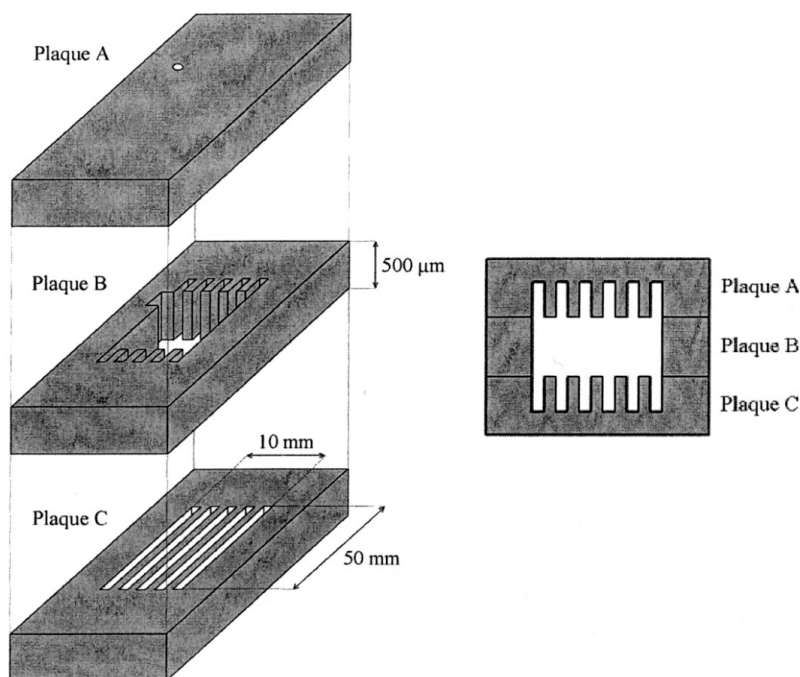
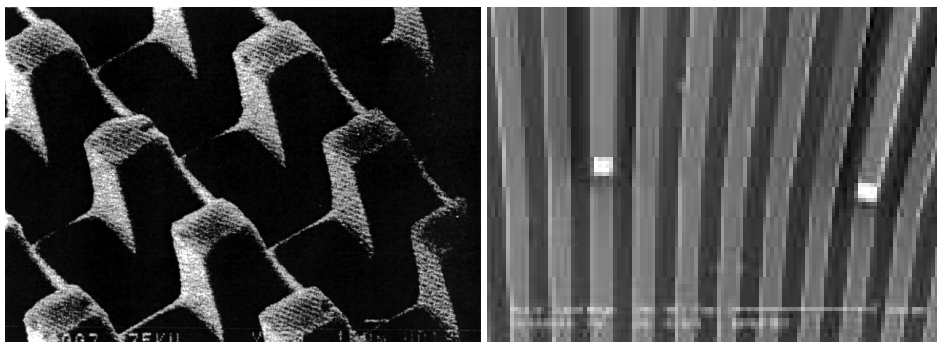


Figure 1.3 : Schéma éclaté de la structure du DTD [25]

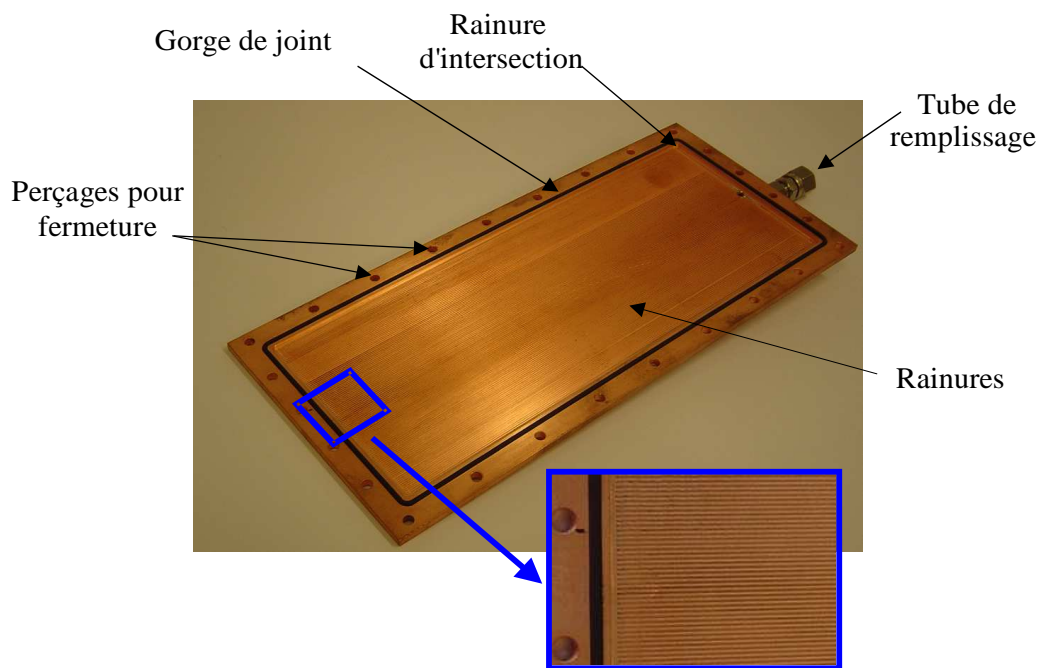
Les autres DTD en silicium possèdent des structures capillaires 2D, composées soit de rainures croisées (Shen *et al.* [27], Benson *et al.* [28], Gromoll [29], Avenas *et al.* [30]), soit de rainures radiales (Kang *et al.* [31], Ivanova *et al.* [32]). Plusieurs méthodes de fabrication sont utilisées pour réaliser ces structures capillaires (usinage par meule diamant, gravure plasma, gravure anisotrope

humide, etc.). Notons que les propriétés cristallines du silicium permettent de réaliser des structures capillaires plus petites et régulières qu'avec du cuivre (figure 1.4). L'épaisseur des DTD en silicium est généralement inférieure à 1,5 mm. La fragilité de ces systèmes limite toutefois leur taille à quelques centimètres. Ces DTD sont particulièrement adaptés au refroidissement de composants électroniques de petites dimensions.



*Figure 1.4 : Structures capillaires en silicium à picots [28] et à rainures radiales [30]*

Au cours de sa thèse, Rullière [10] a étudié un DTD rectangulaire en cuivre de grandes dimensions dont la structure capillaire est composée de rainures longitudinales (figure 1.5). L'application visée est le refroidissement et l'homogénéisation de la température d'un cœur de pile à combustible de type PEMFC. Il a aussi testé des DTD rectangulaires et circulaires en silicium de plus petites dimensions ayant des structures capillaires composées de rainures longitudinales, de rainures radiales et de rainures croisées.



*Figure 1.5 : Photographie du DTD en cuivre de Rullière [10]*

Depuis la thèse de Rullière, plusieurs études expérimentales ont été publiées. Cette synthèse peut ainsi être complétée par les travaux de Wang et Peterson [33] qui associent dans un DTD en cuivre une structure poreuse à une série de fils parallèles formant des artères pour le liquide (figure 1.6a). Tang *et al.* [34] ont testé un DTD composé de plaques rainurées en matrice d'aluminium



renforcée de particules de carbure de silicium. Une grille en étain est utilisée en plus des rainures pour optimiser les performances du système. De Paiva *et al.* [35] ont étudié un DTD en cuivre dont le fonctionnement est proche des micro-caloducs : la structure capillaire est composée d'un réseau de fils parallèles en cuivre de 1,5 mm de diamètre et positionnés entre deux plaques planes. Katsuta *et al.* [36] ont testé un DTD rectangulaire en cuivre dont la structure capillaire est composée de fils en cuivre parallèles empilés et situés au centre de la section transversale du DTD (figure 1.6b). Les espaces de part et d'autre de cette structure capillaire composent deux canaux permettant l'écoulement de la vapeur.

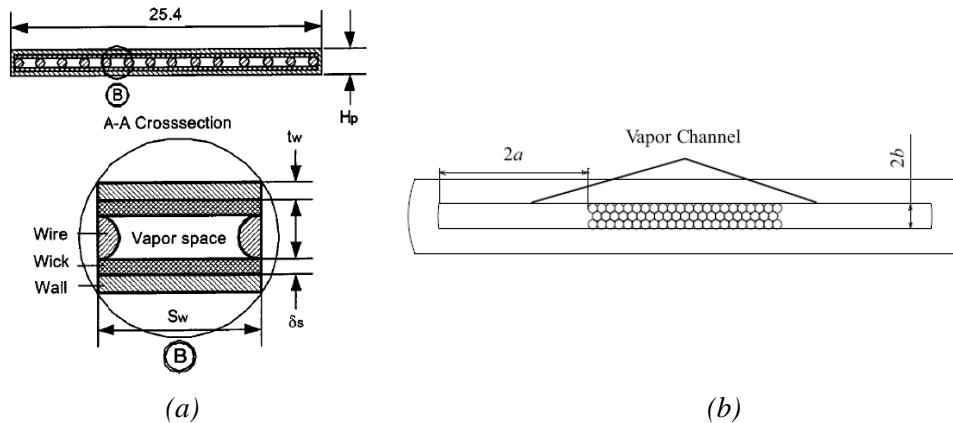


Figure 1.6 : Schéma du DTD de Wang et Peterson [33] (a) et de Katsuta *et al.* [36] (b)

Cette synthèse illustre la diversité des géométries, des structures capillaires et des méthodes de fabrication utilisées pour réaliser des DTD. Nous allons voir que les caractérisations thermiques de ces systèmes montrent aussi une grande disparité dans leurs performances.

## 1.2.2 Études expérimentales des DTD

Les études expérimentales des DTD reposent principalement sur la détermination des performances thermiques du système : il s'agit de déterminer la différence de températures entre la source chaude et la source froide en fonction de la puissance imposée. Le profil de température le long du DTD est rarement mesuré et de rares études sont consacrées à la compréhension des phénomènes à l'intérieur même du système. La première partie de cette section est dédiée aux études thermiques des DTD tandis qu'une seconde partie synthétise les quelques études expérimentales ayant pour but de visualiser et de caractériser les écoulements au sein de ces systèmes.

### 1.2.2.1 Études thermiques

La thèse de Rullière [10] présente une synthèse des performances thermiques des DTD étudiés dans la littérature. Pour caractériser les DTD, il est possible de déterminer leur résistance thermique  $R_{th}$  :

$$R_{th} = \frac{T_{evap} - T_{cond}}{Q} \quad (1.3)$$

où  $T_{evap}$  et  $T_{cond}$  sont les températures moyennes de la paroi à l'évaporateur et au condenseur et  $Q$  la puissance thermique imposée à l'évaporateur.

Toutefois, la résistance thermique d'un DTD dépend des dimensions du système. Un autre moyen d'évaluer les performances d'un DTD est de calculer le rapport de la résistance thermique d'une plaque pleine de mêmes dimensions externes et de même nature sur la résistance thermique du DTD. Ce rapport, introduit par Rullière, est appelé facteur de performance et est noté  $FP$ . Ce paramètre, simple à calculer dans des géométries 1D, peut demander l'utilisation d'un modèle numérique dans le cas de géométries plus complexes. Compte tenu des limites de fonctionnement d'un DTD, un autre

paramètre important est la densité de flux maximale qu'il peut transférer. Le tableau 1.1, issu de la thèse de Rullière [10], synthétise les performances thermiques des principaux DTD étudiés dans la littérature. Pour un même auteur, seul le DTD ayant les meilleures performances est présenté.

Tableau 1.1 : Synthèse des résultats expérimentaux [10]

Auteurs	Type de structure	Matériau	Fluide	Position	Dimensions L x l x E (mm <sup>3</sup> )	Densité de flux (W.cm <sup>-2</sup> )	R <sub>th</sub> (K.W <sup>-1</sup> )	FP
Plesch <i>et al.</i> , 1991 [13]	R. L	Cu	Eau	Horiz.	120 x 7 x 2	35	0,5	37
Cao <i>et al.</i> , 1997 [14]	R. L	Cu	Eau	Horiz.	82 x 7 x 2,8	14	0,6	14
Hopkins <i>et al.</i> , 1999 [15]	R. L	Cu	Eau	Horiz.	120,6 x 13,4 x 8,9	92,8	0,2	10
Avenas <i>et al.</i> , 2001 [16]	R. L	Lait.	Eau	Horiz.	100 x 9,4 x 10,4	80	0,5	N. C.
Lin <i>et al.</i> , 2002 [17]	R. L	Cu	Eau	Horiz.	108 x 12,7 x 6,35	127	0,18	14
Ponnappan, 2002 [18]	R. L	Cu	Eau	Horiz.	107,9 x 12,7 x 6,35	32	0,3	8
Lichun <i>et al.</i> , 2004 [19]	R. L	Cu	Eau	Horiz.	62,3 x 20 x 7,3	62,9	0,4	2
Wang et Vafai, 2000 [20]	T. M.	Cu	N. C.	Vert.	190,5 x 139,7 x 34,9	0,18	0,09	N. C.
Khandekar <i>et al.</i> , 2003 [21]	T. M.	Cu	Eau	Vert.	40 x 40 x 0,9	9	N. C.	N. C.
Kang <i>et al.</i> , 2004 [22]	R. R.	Cu	Méth.	Horiz.	31 x 31 x 2,7	18	1,1	1,4
Lai <i>et al.</i> , 2003 [25]	R. L	Si	Eau	Horiz.	50 x 10 x 0,7	30	2	9
Gillot <i>et al.</i> , 2004 [26]	R. L	Si	Eau	Horiz.	50 x 10 x 0,7	24	0,8	N. C.
Shen <i>et al.</i> , 1995 [27]	R. C.	Si ox.	Eau	Vert.	94 x 12,7 x 0,6	8 W	N. C.	N. C.
Benson <i>et al.</i> , 1998 [28]	R. C.	Si	Méth.	Vert.	48 x 48 x N. C.	15	N. C.	N. C.
Gromoll, 1998 [29]	R. C.	Si	FC72	Vert.	50 x 50 x 1	2	2	N. C.
Kang <i>et al.</i> , 2002 [31]	R. R.	Si	Eau	Horiz.	50 x 50 x 1,37	22,3	1,7	N. C.
Avenas <i>et al.</i> , 2003 [30]	R. C.	Si	Eau	Horiz.	70 x 70 x 1,1	10	2	N. C.
Ivanova <i>et al.</i> , 2006 [32]	R. R.	Si	Eau	Horiz.	50 x 50 x 1	70	0,9	N. C.

R. L. : Rainures longitudinales, T. M. Toiles métalliques, R. R. Rainures radiales, R. C. Rainures croisées, Cu : Cuivre, Lait. : Laiton, Si : Silicium, Si ox. : Silicium oxydé, Méth. : Méthanol, N. C. : Non connue, Horiz. : Horizontale, Vert. : Verticale favorable.

Les DTD figurant dans cette synthèse permettent de transférer des flux thermiques allant jusqu'à  $100 \text{ W/cm}^2$  avec des facteurs de performance pouvant dépasser la dizaine. Toutefois, ces études expérimentales ne concernent que les performances thermiques globales du système : le profil de température le long du DTD n'est que rarement mesuré et la précision des mesures est parfois très approximative. Quelques auteurs mesurent le champ de température de la paroi par caméra infrarouge (Boukhanouf *et al.* [37], Avenas *et al.* [16], etc.), mais cela suppose que le système ne soit pas isolé thermiquement et engendre donc une incertitude importante sur les résultats.

### 1.2.2.2 Études hydrodynamiques

Si les études thermiques sur les DTD sont nombreuses, il existe peu d'études dont l'objectif est de caractériser le comportement hydrodynamique des DTD. En effet, les systèmes étudiés sont généralement opaques et la visualisation des phénomènes à l'intérieur de l'enceinte est donc impossible. Les études consistent simplement à déterminer la limite capillaire du système en mesurant la différence de température entre la source chaude et la source froide en fonction du flux thermique imposé.

Au cours de sa thèse, Rullière a développé un banc expérimental permettant de mesurer l'évolution du rayon de courbure des ménisques dans un DTD en cuivre dont la structure capillaire est composée de rainures longitudinales. Pour cela, le DTD est fermé hermétiquement par une plaque transparente et un microscope confocal est utilisé pour mesurer le profil des ménisques (figure 1.7). Il constate que tant que la limite capillaire n'est pas atteinte, le ménisque reste accroché au sommet des ailettes. Le DTD a été dimensionné pour le refroidissement et l'homogénéisation du cœur d'une pile à combustible. Il a la particularité d'être constitué d'une grande source chaude ( $190 \text{ mm} \times 90 \text{ mm}$ ), et d'une petite source froide ( $30 \text{ mm} \times 90 \text{ mm}$ ). La largeur de la zone adiabatique n'est que de  $10 \text{ mm}$ . La figure 1.8 présente l'évolution du rayon de courbure dans les rainures pour le DTD en cuivre rempli avec du méthanol et pour trois densités de flux thermique. La température de saturation est de  $70^\circ\text{C}$ . A partir de la mesure des rayons de courbure, Rullière calcule l'évolution de la pression capillaire le long du DTD. Ces résultats expérimentaux lui permettent ensuite de valider un modèle hydrodynamique, qui est décrit dans les paragraphes suivants.

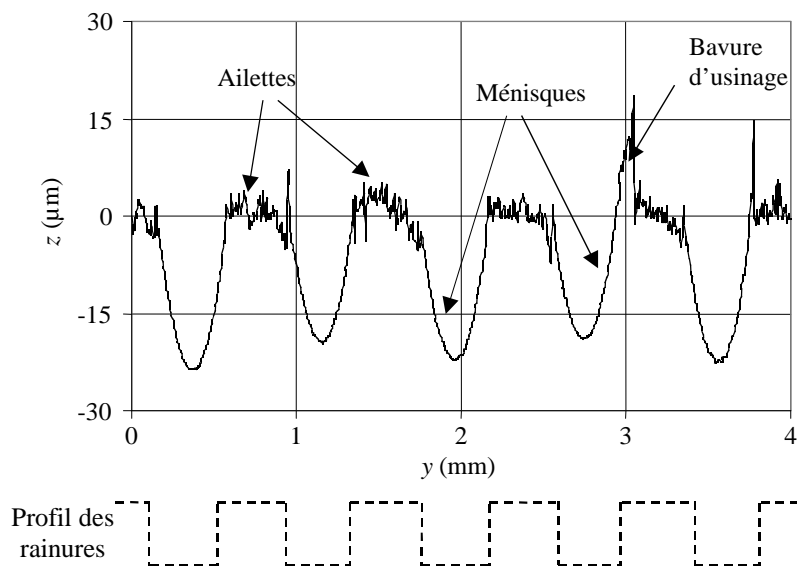


Figure 1.7 : Visualisation des ménisques par microscopie confocale [10]

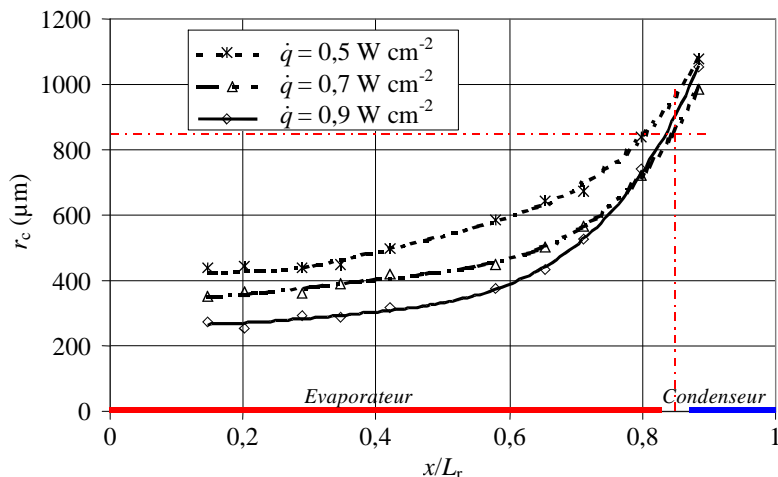


Figure 1.8 : Évolution du rayon de courbure le long du DTD [10]

Outre le banc expérimental développé au sein du laboratoire par Rullière, nous pouvons citer l'étude de Jacolot *et al.* [38], dans laquelle les auteurs ont mesuré la variation du rayon de courbure dans une rainure par fluorescence dans un système ouvert à l'atmosphère. Leur approche n'a toutefois pas encore été mise en application dans le cas d'un vrai caloduc en fonctionnement.

### 1.2.2.3 Conclusions

Cette synthèse bibliographique met en avant le manque d'études expérimentales ayant pour objectif de mieux comprendre les phénomènes qui régissent les performances des systèmes étudiés. Les DTD sont souvent considérés comme des « boîtes noires » dont seules les performances thermiques sont mesurées. Le tableau de synthèse de Rullière montre une grande disparité dans les géométries et les types de structure capillaire étudiés. Si certaines études présentent de meilleures performances thermiques que d'autres, les mesures fournies ne permettent pas de connaître les paramètres qui améliorent ces performances.

Ce travail, initié au laboratoire par Rullière dans le cadre d'une application assez particulière, est poursuivi dans le cadre de cette thèse pour des systèmes ayant des caractéristiques plus proches de celles de la littérature. Deux structures capillaires différentes sont étudiées : des rainures longitudinales et des rainures croisées.

## 1.3 Modélisation des diffuseurs thermiques diphasiques

Modéliser le fonctionnement d'un DTD consiste à déterminer les champs de vitesse et de pression dans les phases liquide et vapeur ainsi que le champ de température dans la paroi de la source chaude jusqu'à la source froide. Il s'agit donc de développer des modèles hydrodynamiques pour le liquide et la vapeur et des modèles thermiques pour prendre en compte la conduction de la chaleur dans la paroi et le transfert avec changement de phase liquide-vapeur à l'évaporateur et au condenseur. Ces différents modèles sont très fortement couplés. En effet, les débits du liquide et de la vapeur dans le système dépendent de la puissance thermique dissipée par la source chaude. Cependant, une partie de cette chaleur est transférée par conduction dans la paroi du DTD, ce qui limite le flux transféré par changement de phase et donc les débits de fluide. En effet, la paroi, bien que de faible épaisseur, est généralement constituée d'un matériau très bon conducteur thermique ( $\lambda > 100 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ). De même, les transferts de chaleur dans le système dépendent très fortement de la forme et des propriétés des films liquides à l'intérieur de la structure capillaire. Or, ces films étant de faible épaisseur, les phénomènes capillaires y sont prépondérants ce qui déforme l'interface liquide-vapeur et lui donne une certaine courbure dont la valeur est fonction du débit et des pertes de charge dans les écoulements.

Si les études expérimentales sur les DTD sont en général limitées aux mesures des entrées-

sorties du système, les modèles développés sont au contraire basés essentiellement sur les écoulements et les transferts de chaleur au sein de la structure capillaire. Dans cette partie, un état de l'art des modèles de DTD est présenté. Les modèles hydrodynamiques, puis thermiques, sont d'abord présentés. Nous décrivons ensuite plus en détails deux modèles développés au laboratoire.

### 1.3.1 Études hydrodynamiques

De nombreux modèles ont été développés afin de prédire les performances hydrodynamiques des DTD. Nous pouvons distinguer les modèles analytiques globaux, qui reposent sur des hypothèses simplificatrices qui permettent de prédire la limite de fonctionnement d'un DTD, et les modèles numériques, qui permettent de décrire les champs de vitesse et de pression en fonction de la puissance transférée par le système. Ces derniers sont souvent très proches des modèles développés pour les micro-caloducs et les réseaux de micro-caloducs, en particulier ceux de Longtin *et al.* [39] et de Babin *et al.* [40].

#### 1.3.1.1 Modèles analytiques globaux 1D

L'étude analytique des phénomènes hydrodynamiques permet de développer des modèles globaux qui renseignent sur les limites de fonctionnement d'un caloduc. L'étude la plus souvent rencontrée est la détermination de la puissance maximale transférable par celui-ci avant la limite capillaire. Parmi les études publiées, nous pouvons citer Schneider et Devos, en 1980 [41], Khrustalev et Faghri [42] en 1995, Cao et Gao [14] en 1997, Hopkins *et al.* [15] en 1999, Avenas *et al.* [16] en 2001 et Perret *et al.* [23] en 2002. Nous détaillons ici ces modèles.

Lors du fonctionnement, le terme moteur de l'écoulement, c'est à dire la différence de pression capillaire entre le condenseur et l'évaporateur doit compenser les pertes de charge dans les phases liquide et vapeur (équation (1.2)). La pression capillaire maximale que peut générer une structure capillaire dépend de la géométrie de la structure capillaire et de l'angle de contact du couple fluide/paroi utilisé. La pression capillaire est maximale lorsque la courbure du ménisque est minimale (voire nulle) au condenseur et maximale à l'évaporateur. Elle est calculée par l'expression :

$$(\Delta P_{cap})_{max} = \frac{2\sigma}{(r_{eff})_{min}} \quad (1.4)$$

$$\text{avec } \frac{2}{(r_{eff})_{min}} = (1/r_1 + 1/r_2)_{evap, max} - (1/r_1 + 1/r_2)_{cond, min}$$

où  $r_1$  et  $r_2$  sont les rayons de courbure principaux des ménisques dans la structure capillaire.

Les pertes de charge sont dépendantes de la géométrie du caloduc, des propriétés du fluide et du profil de vitesse de chaque phase. Pour une configuration de caloduc donnée, elles ne dépendent donc que de la vitesse débitante  $u$  de chaque fluide :

$$\frac{dP}{dx} = -2 \frac{f \Re e u \mu}{D_h^2} \quad (1.5)$$

où  $f \Re e$  est le nombre de Poiseuille de l'écoulement. Il dépend des contraintes fluide-paroi et liquide-paroi. La vitesse débitante est fonction de la puissance  $\dot{Q}$  transférée par le DTD. Dans la zone adiabatique, on a :

$$u_l = \frac{\dot{Q}}{A_l \rho_l h_{lv}} \quad \text{et} \quad u_v = -\frac{\dot{Q}}{A_v \rho_v h_{lv}} \quad (1.6)$$

où  $A_l$  et  $A_v$  sont les sections de passage du liquide et de la vapeur.

L'intégration des pertes de charge le long du diffuseur s'effectue en considérant celles qui s'appliqueraient dans la zone adiabatique sur une longueur effective du caloduc  $L_{eff}$  :

$$L_{eff} = L_{adia} + 0,5(L_{evap} + L_{cond}) \quad (1.7)$$

où  $L_{adia}$ ,  $L_{evap}$  et  $L_{cond}$  sont respectivement les longueurs de la zone adiabatique, de l'évaporateur et du condenseur. Cette hypothèse est vérifiée si les écoulements sont laminaires (*i.e.* si les pertes de charge sont proportionnelles au débit de fluide) et si la distribution de flux est homogène au condenseur et à l'évaporateur. On obtient dans ce cas :

$$\Delta P_l = \left[ \frac{dP_l}{dx} \right]_{adia} L_{eff} \text{ et } \Delta P_v = \left[ \frac{dP_v}{dx} \right]_{adia} L_{eff} \quad (1.8)$$

Dans le cas d'un DTD à  $N$  rainures longitudinales et en négligeant les pertes de charge dans la vapeur par rapport à celles du liquide, on obtient :

$$\Delta P_l = \frac{-2(f \Re e)_l \mu_l Q L_{eff}}{N A_l D_{h,l}^2 h_{lv} \rho_l} \quad (1.9)$$

où la section de passage est considérée constante le long de la structure capillaire.

A la limite capillaire, les pertes de charge sont égales à la pression capillaire maximale que peut générer la structure capillaire (équation 1.4). La puissance maximale transférable par le DTD a donc pour expression :

$$Q_{cap} = \frac{2 \sigma}{r_{eff} L_{eff}} \frac{N A_l D_{h,l}^2 h_{lv} \rho_l}{2(f \Re e)_l \mu_l} \quad (1.10)$$

Les études disponibles dans la littérature diffèrent entre elles par le type de la structure capillaire. La détermination de la valeur de  $r_{eff}$  et le calcul du nombre de Poiseuille dans l'écoulement sont les deux points importants dans le développement des modèles analytiques. En pratique, les contraintes interfaciales sont toujours négligées dans ces modèles. Les différentes méthodes de calcul du nombre de Poiseuille sont présentées dans la section 1.3.1.3 .

Ces modèles analytiques globaux permettent de déterminer un ordre de grandeur de la limite capillaire des systèmes. Des modèles numériques doivent être développés pour caractériser plus finement les écoulements dans les DTD.

### **1.3.1.2 Modèles numériques 1D**

Il existe deux types de modèle hydrodynamique numérique pour les DTD : ceux basés sur la loi de Darcy et ceux basés sur la relation de Laplace-Young. Nous décrivons dans cette section ceux basés sur la relation de Laplace-Young. Ils sont limités à des structures rainurées mono-dimensionnelles : le DTD est découpé en volumes élémentaires et les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie sont écrites pour les phases liquide et vapeur dans chaque volume. Les pressions de chaque phase sont reliées à la valeur du rayon de courbure de l'interface liquide-vapeur par l'intermédiaire de la relation de Laplace-Young :

$$P_v(x) - P_l(x) = \frac{\sigma}{r(x)} \quad (1.11)$$

Les bilans de masse et d'énergie permettent d'écrire que la variation de débit le long du diffuseur est égale à la quantité de liquide qui s'évapore ( $\dot{m}_{evap}$ ) ou se condense ( $\dot{m}_{cond}$ ).

$$\rho_l \frac{d(A_l u_l)}{dx} dx = -\dot{m}_{evap} \text{ et } \rho_v \frac{d(A_v u_v)}{dx} dx = \dot{m}_{evap} \text{ à l'évaporateur} \quad (1.12)$$

$$\rho_l \frac{d(A_l u_l)}{dx} dx = \dot{m}_{cond} \quad \text{et} \quad \rho_v \frac{d(A_v u_v)}{dx} dx = -\dot{m}_{cond} \quad \text{au condenseur} \quad (1.13)$$

où  $A_l$  et  $A_v$  sont les sections de passage du liquide et de la vapeur. Elles dépendent du rayon de courbure des ménisques.

Les équations issues du bilan de quantité de mouvement varient selon les publications de la littérature. L'équation 1.12 inclue tous les termes trouvés dans la littérature pour décrire le bilan de quantité de mouvement dans l'écoulement du liquide. Une expression similaire pourrait être écrite pour la vapeur.

$$\begin{aligned} \rho_l \frac{d(A_l u_l^2)}{dx} dx &= -A_l \frac{dP_l}{dx} dx - P_l \frac{dA_l}{dx} dx + P_v \frac{dA_l}{dx} dx \\ (1) \quad & \quad (2) \quad (3) \quad (4) \\ & + \frac{\sigma}{r} \frac{dA_l}{dx} dx - \rho_l A_l g \sin\theta dx + |\tau_{lp}| L_{lp} dx + |\tau_{li}| L_i dx + \dot{m}_{evap} (u_l - u_i) \\ & \quad (5) \quad (6) \quad (7) \quad (8) \quad (9) \end{aligned} \quad (1.14)$$

Les différents termes de cette équation sont respectivement :

- (1) la variation de la quantité de mouvement sur le volume de contrôle,
- (2) et (3) les forces de pression de la phase liquide,
- (4) les forces de pression de la phase vapeur,
- (5) les forces de pression capillaire,
- (6) les forces de gravité,
- (7) les contraintes pariétales,
- (8) les contraintes interfaciales,
- (9) la quantité de mouvement due au changement de phase.

D'autres termes peuvent intervenir dans l'équation de quantité de mouvement dans des applications spécifiques. C'est par exemple le cas dans l'utilisation de champs électriques pour augmenter les performances hydrodynamiques d'un DTD [43].

Le tableau 1.2 résume les hypothèses rencontrées dans les publications les plus significatives pour le bilan de quantité de mouvement. Nous remarquons une grande disparité des hypothèses considérées par les auteurs.

Les termes dus aux forces de pression (2 à 5) sont souvent mal décrits. Les termes (3), (4) et (5) s'annulent et donc seule la contribution du terme (2) doit apparaître dans le bilan de quantité de mouvement. En effet, le déséquilibre des forces de pression du liquide et de la vapeur sur l'interface liquide-vapeur est compensé par les forces capillaires. Ainsi, les références [32], [44] et [45] et [46] introduisent un biais dans le bilan. Les autres auteurs expriment correctement le terme des forces de pression sans pour autant expliquer pourquoi les autres termes s'annulent, ce qui n'est pas trivial *a priori*.

Le terme (9), qui correspond à l'échange de quantité de mouvement dû au changement de phase est pris en compte dans les études fondamentales (Collier [47] et Carrey [46]), mais non dans les études spécifiques aux caloducs. Seuls Longtin *et al.* [39] le mentionnent et le supposent négligeable. Nous avons en effet vérifié que dans les conditions de fonctionnement standard des DTD étudiés dans la littérature, ce terme peut être considéré comme négligeable.

Il est à noter que Suman *et al.* ([48] et [49]) ont réduit l'équation au maximum en supprimant les termes pouvant être considérés comme négligeables dans leur configuration, ce qui leur permet d'obtenir une solution analytique.

*Tableau 1.2 : Synthèse des termes pris en compte dans le bilan de quantité de mouvement en fonction des auteurs*

<i>Article</i>	<i>Prise en compte des différents termes de l'équation</i>								
	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
Longtin <i>et al.</i> [39]	X	X	non	non	non	X	X	X	Negl.
Wang et Peterson [51]	X	X	non	non	non	X	X	X	non
Launay <i>et al.</i> [50]	X	X	non	non	non	X	X	X	non
Lefèvre <i>et al.</i> [44]	X	X	X	non	non	X	X	X	non
Ivanova <i>et al.</i> [32]	X	X	X	non	non	non	X	X	non
Suman <i>et al.</i> [48] [49]	non	X	non	non	non	X	X	non	non
Rullière <i>et al.</i> [45]	X	X	X	X	non	non	X	X	non
Collier [47]*	X	X	non	non	non	X	X	X	X
Carrey [46]*	X	X	X	non	non	X	X	X	X

\* Publications non spécifiques aux caloducs

Avec les simplifications décrites et en négligeant le terme (6) pour la phase vapeur, les expressions du bilan de quantité de mouvement pour le liquide et la vapeur s'expriment donc :

$$\rho_l \frac{d(A_l u_l^2)}{dx} dx = -A_l \frac{dP_l}{dx} dx - \rho_l A_l g \sin \theta dx + |\tau_{lp}| L_{lp} dx + |\tau_{li}| L_i dx \quad (1.15)$$

$$\rho_v \frac{d(A_v u_v^2)}{dx} dx = -A_v \frac{dP_v}{dx} dx - |\tau_{lv}| L_{lv} dx - |\tau_{vi}| L_i dx \quad (1.16)$$

Comme pour les modèles analytiques, la difficulté principale repose sur l'évaluation des contraintes pariétales et interfaciales. Le rayon de courbure des rainures est un paramètre capital de la modélisation.

### **1.3.1.3 Calcul des pertes de charge**

Le calcul des pertes de charge constitue la principale difficulté des modèles hydrodynamiques. Les écoulements des fluides dans les caloducs sont le plus souvent laminaires. Nous n'étudierons donc ici que ce cas de figure. Si on considère que l'écoulement est établi, unidirectionnel selon l'axe  $x$  et concerne des fluides newtoniens, la pression peut être considérée comme constante dans une section perpendiculaire à l'écoulement. Celui-ci peut alors être déterminé uniquement en considérant les gradients de vitesse dans la section de l'écoulement ; le champ de vitesse  $v$  est solution de l'équation de Navier-Stockes dans la théorie de lubrification :



$$\frac{d^2 v}{dy^2} + \frac{d^2 v}{dz^2} = -\frac{1}{\mu} \frac{dP}{dx} \quad (1.17)$$

Les conditions aux limites sont déterminées en fonction de la nature de l'interface (figure 1.9) :

- Une vitesse nulle à la paroi  $v_p = 0$
- Une surface libre à l'interface liquide-vapeur implique une contrainte nulle à l'interface :  $\tau = \mu \frac{dv}{dz} = 0$
- Une surface soumise aux interactions liquide-vapeur impose :
  - La continuité des vitesses tangentielles des fluides à l'interface  $v_l = v_v$
  - Un équilibre des contraintes tangentielles interfaciales.

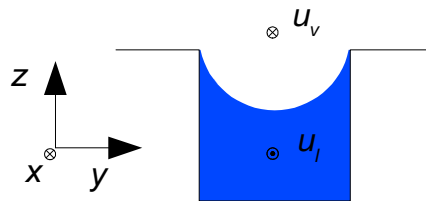


Figure 1.9 : Coupe transversale d'une rainure rectangulaire

L'équation de conservation de la masse ferme le système d'équations :

$$\dot{V} = \int \int v \, dy \, dz = A u \text{ avec } u \text{ la vitesse débitante du fluide}$$

Quelle que soit l'hypothèse sur la nature de l'interface liquide-vapeur considérée, deux manières de calculer les pertes de charge sont possibles : le calcul analytique et le calcul numérique.

Plusieurs auteurs proposent des études numériques afin de déterminer les pertes de charge dans des structures rainurées. En 1969, Hufschmidt *et al.* [52] résolvent les équations de Navier-Stokes par transformées de Fourier dans le cas de rainures rectangulaires. En 1994, Ma *et al.* [53] développent un modèle semi-analytique pour les écoulements dans des rainures triangulaires. Ce modèle est repris et validé expérimentalement par Peterson et Ma en 1996 [54]. En 1999, Khurstalev et Faghri [55] utilisent la méthode des éléments finis pour étudier les écoulements dans des rainures rectangulaires. En 2001, Thomas *et al.* [56] résolvent les équations de Navier-Stokes par différences finies dans le cas de rainures trapézoïdales. La même année, Suh *et al.* [57] réalisent le même type d'étude sur des rainures trapézoïdales et sinusoïdales. Cette étude est reprise en 2003 par Suh et Park [58]. En 2004, Tchikanda *et al.* [59] développent un modèle numérique pour des rainures rectangulaires. A l'issue de leur étude, ils proposent une corrélation issue de leurs résultats numériques reliant la vitesse moyenne du liquide avec les pertes de charge et les paramètres géométriques des rainures. En 2009, Ming *et al.* [60] utilisent le code commercial Fluent, couplé à un modèle hydrodynamique, afin de résoudre l'ensemble des écoulements et des champs de température dans un DTD. En fonction des configurations, les contraintes interfaciales peuvent avoir une influence non négligeable sur les écoulements, en particulier pour de fortes vitesses de la vapeur comme cela est souvent le cas dans les micro-caloducs. Dans les DTD, la vitesse de la vapeur dépend essentiellement de l'épaisseur de l'espace vapeur.

La résolution du système d'équations peut aussi se faire analytiquement dans le cas de géométries simples et un certain nombre de solutions sont données dans la littérature sous la forme :

$$\frac{dP}{dx} = -2 \frac{(f \mathcal{R} e) u \mu}{D_h^2} \text{ avec } f \mathcal{R} e \text{ et } D_h \text{ qui dépendent uniquement de la géométrie de la section de passage.}$$

Plusieurs corrélations sont données pour le calcul de  $f \Re e$  : elles dépendent principalement de la géométrie des rainures. Dans le cas de rainures rectangulaires, la corrélation la plus utilisée est celle de Shah et London [15] :

$$f \Re e = 24 (1 - 1,3553 c_{min} + 1,9467 c_{min}^2 - 1,7012 c_{min}^3 + 0,9564 c_{min}^4 - 0,2537 c_{min}^5) \quad (1.18)$$

où  $c_{min}$  est le rapport d'aspect minimal du canal considéré.

D'autres corrélations sont utilisées en fonction de la géométrie [9], mais nous n'en ferons pas la synthèse ici.

La seconde différence entre les auteurs est la manière de prendre en compte l'interface liquide-vapeur. Certains auteurs négligent les contraintes interfaciales et considèrent donc cette interface comme une interface libre (Suman *et al.* [48], Suman et Kumar [49]). D'autres la considèrent au contraire comme une interface fixe assimilable à une paroi (Jacolot *et al.* [38]). Mais dans la plupart des articles, la contrainte interfaciale est calculée en considérant que la vitesse du liquide est nulle par rapport à celle de la vapeur. La contrainte vapeur-liquide est donc égale à la contrainte que l'on obtiendrait dans le cas d'un écoulement de la vapeur sur une paroi, tandis que la contrainte liquide-vapeur est égale à son opposée (Schneider et Devos [41], Longtin *et al.* [39], Sartre *et al.* [61]).

Il semble que peu de publications expérimentales traitent des contraintes interfaciales dans les écoulements capillaires liquide-vapeur : les modèles numériques sont donc rarement validés. A notre connaissance, aucune étude expérimentale n'a été menée sur ce sujet dans le cas des DTD. Le rôle du changement de phase dans les contraintes liquide-vapeur est aussi peu connu : Blangetti l'aborde dans un court article publié en 1980 [62]. Il propose une équation adaptée à ces conditions, mais aucune validation expérimentale n'est disponible.

L'importance des contraintes interfaciales dans le fonctionnement des DTD, et donc leur intégration dans les modèles numériques, est un enjeu important de la modélisation des DTD. L'un des objectifs de cette thèse est de quantifier l'influence de cette contrainte dans les géométries usuelles de DTD grâce à l'utilisation de la microscopie confocale.

### **1.3.1.4 Modèles numériques 2D**

Les modèles numériques développés pour des structures capillaires 2D sont basés sur la loi de Darcy. En effet, il n'est pas possible d'utiliser la loi de Laplace-Young car l'expression de la courbure de l'interface est très complexe dans ce type de structure. On ne corrèle alors plus la forme de l'interface liquide-vapeur aux variables hydrodynamiques. Cela limite la précision des modèles. La porosité et la perméabilité équivalente de la structure capillaire, considérée comme un milieu poreux, sont alors les paramètres principaux de la modélisation. De tels modèles ont été développés par Vafai *et al.* en 1995 [63] et Zhu et Vafai en 1996 [64], 1997 [65], et 1998 [66] et permettent de calculer les champs de vitesse et de pression du liquide et de la vapeur. Toutefois, ils ne prennent pas en compte la variation de section de passage du liquide dans la structure capillaire le long du DTD. Le modèle 2D de Zuo et North [67] introduit une porosité variable de l'évaporateur au condenseur.

Au CETHIL, Lefèvre et Lallemand [68] ont développé un modèle analytique 2D basé sur les lois de Darcy. Ce modèle sera décrit en détail dans la suite de ce chapitre. Il s'appuie sur les travaux réalisés par Huang et Liu [69] et Qin et Liu [70]. Un modèle d'écoulement pour la vapeur est introduit pour modéliser la structure capillaire.

### 1.3.2 Études thermiques

Les modèles hydrodynamiques permettent de déterminer les limites de fonctionnement des DTD et la puissance thermique maximale que le système peut transférer. Un modèle thermique est nécessaire pour prédire la résistance thermique du diffuseur, qui peut varier en fonction de la puissance transférée.

Les modèles les plus simples consistent à prendre en compte le DTD et la structure capillaire par une conductivité thermique équivalente déterminée expérimentalement. Le champ de température dans le système est déterminé numériquement par des codes de conduction thermique (Malik et Peterson [71], Xiao et Faghri [72]) ou analytiquement (modèle 1 D de Suman et Kumar [49]).

En 2006, Lefèvre et Lallemand [68] ont développé un modèle thermique 3D d'un DTD, couplé au modèle hydrodynamique 2D présenté par Lallemand et Lefèvre en 2004 [73]. La structure capillaire est assimilée à un milieu poreux de conductivité équivalente  $\lambda_{eq}$  et les équations de diffusion de la chaleur sont résolues analytiquement par transformées de Fourier. Le modèle thermique est inspiré de l'étude de Feng et Xu [74]. En 2008, Revellin *et al.* [75] ont adapté ce modèle à des structures capillaires composées de rainures longitudinales et l'ont validé grâce aux résultats expérimentaux de Rullière *et al.* [45].

Ces modèles ne prennent pas en compte une conductivité thermique variable le long du DTD, ce qui est pourtant le cas dans des structures rainurées. De plus, les conductivités thermiques équivalentes des structures capillaires sont mal référencées dans la littérature. Revellin *et al.* [75] ont ainsi montré que les corrélations usuelles de la littérature sous-estiment grandement la résistance thermique à l'évaporateur et au condenseur.

Il est donc nécessaire de développer des modèles fins de l'évaporateur et du condenseur pour bien prendre en compte les différents modes de transferts. Ces modèles dépendent de la forme de l'interface liquide-vapeur dans la structure capillaire. Les transferts thermiques sont modélisés par conduction dans la paroi et le liquide. En effet, la convection peut être négligée du fait des faibles vitesses et épaisseurs du liquide. La forme de l'interface liquide-vapeur est déterminée à partir des modèles hydrodynamiques.

Dans la zone d'évaporation, la forme du ménisque dans une section des rainures est un arc de cercle dont le rayon est déterminé par le modèle hydrodynamique. Plusieurs modèles thermiques de la zone d'évaporation ont été développés à partir de cette hypothèse pour des micro-caloducs (Wayner *et al.* [76], Stephan et Büsse [77], ...) ou de diffuseurs thermiques diphasiques (Lefèvre *et al.* [78], Kim *et al.* [79], ...).

Wayner *et al.* [76] ont montré en 1978 qu'il existe une zone où l'hypothèse d'une courbure de l'interface constante n'est plus valide. Dans cette zone, proche de la zone d'accrochage du ménisque à la paroi, le rayon de courbure du ménisque ne peut plus être considéré comme constant du fait des forces d'interactions liquide/paroi (pression de disjonction) et des pertes de charge dues aux écoulements produit par la condensation ou l'évaporation. Cette zone est appelée micro-région. La détermination de l'épaisseur des films minces dans la micro-région est complexe. Deux hypothèses sont proposées dans la littérature : celle de l'existence d'une ligne triple à l'extrémité de la zone d'accrochage, où se côtoieraient les phases liquide, vapeur et solide (Nikolayev, en 2005 [80] et 2008 [81]) et celle qui suppose la présence d'un film de liquide adsorbé sur la paroi à la jonction du ménisque et de la paroi (Stephan et Büsse [77], Sartre *et al.*, 2000 [61], Wang *et al.*, 2007 [82], Do *et al.*, 2008 [83] et Bertossi *et al.*, 2009 [84]).

Quels que soient le modèle et les hypothèses retenus par les auteurs, la longueur et l'épaisseur du film de liquide dans la micro-région sont inférieures au micromètre. Ces modèles ne peuvent donc être appliqués que pour des structures capillaires avec un état de surface parfaitement lisse, comme cela peut être le cas avec des DTD en silicium. La rugosité d'une paroi remet en cause l'existence de ce film, comme le montre Nikolayev [81]. Dans le cadre de cette thèse, nous étudions des DTD dont la structure capillaire est composée de rainures usinées dans une plaque en cuivre : la rugosité des parois est donc bien supérieure à l'ordre de grandeur de la micro-région éventuelle et la validité de ces

modèles est remise en question. Dans leur modèle thermique, Lefèvre *et al.* [78] n'ont pas développé de modèle de micro-région, mais ils ont introduit une résistance d'interface pour mieux prendre en compte les forts flux thermiques au niveau de la ligne triple. Pour de nombreux fluides usuels, la valeur de cette résistance thermique est supérieure à celle générée par l'épaisseur du film liquide dans la micro-région. Il n'est donc pas nécessaire de déterminer avec précision la forme de ce film dans la zone d'accrochage à la paroi.

Au niveau de la source froide, la vapeur se condense principalement dans la zone où l'épaisseur du film liquide, et donc la résistance thermique, est la plus faible. Cette zone n'est pas forcément située sur le ménisque principal. Par exemple pour un système rainuré, la condensation a lieu sur le sommet des ailettes. Il est donc nécessaire de développer un modèle pour connaître la forme du film de condensat et sa jonction avec le ménisque dans la rainure.

En 1994, Khrustalev et Faghri [85] proposent un modèle permettant de déterminer la résistance thermique moyenne dans la zone de condensation en supposant une forme prédéfinie du ménisque. Cette étude est la référence de certaines publications postérieures (Kim *et al.* [79], etc.).

Dans sa thèse, Rullière [10] présente un modèle de condensation pour une structure capillaire composée de rainures longitudinales. En 2008, Do *et al.* [83] proposent un modèle de condensation similaire pour le même type de structure. Le modèle de condensation de Rullière a fait l'objet d'une publication (Lefèvre *et al.* [78]) et est décrit dans la suite de ce chapitre.

Cette synthèse bibliographique sur les modèles thermiques montre que, comme pour les modèles hydrodynamiques, la connaissance de la forme des films de liquide au condenseur et à l'évaporateur constitue un point capital de la modélisation.

### **1.3.3 Études en régime transitoire**

Le comportement des DTD en régime transitoire est un enjeu crucial dans la plupart des applications. Dans la littérature, plusieurs auteurs proposent des modèles numériques de DTD en régime transitoire. Ces travaux font suite à des études similaires sur les performances de caloducs. La synthèse de Colwell [86] publiée en 1989 constitue l'une de ces études. L'application de ces modèles transitoire aux DTD remonte aux études de Zhu et Vafai ([65] et [87]) et Wang et Vafai [88] en 2000. A partir de 2004, un nombre important d'articles sont publiés (Xuan *et al.* [89] et Vadakkan *et al.* [90] en 2004, Suman *et al.* [48] et Murer *et al.* [91] en 2005, Legierski *et al.* [92], Carbajal *et al.* [93] et Chen *et al.* [94] en 2006). Plus récemment, nous pouvons citer les travaux de Carbajal *et al.*, en 2006 [95] et en 2007 [96], Rice et Faghri en 2007 [97] et de Sonan *et al.* [98], en 2008.

Comme pour les modèles en régime permanent, nous pouvons distinguer les modèles basés sur la relation de Laplace-Young et les modèles basés sur les lois de Darcy. Dans les premiers, le modèle thermique transitoire est systématiquement couplé à un régime hydrodynamique en régime quasi-permanent. Dans les seconds, la loi de Darcy permet de prendre en compte un modèle hydrodynamique transitoire, mais il s'avère que la constante de temps du système provient du modèle thermique, et non du modèle hydrodynamique.

La plupart des études citées ci-dessus comportent une comparaison avec des mesures de température au démarrage ou lors d'un changement de flux imposé à la source chaude. La réponse du système est systématiquement du premier ordre : cela provient du terme capacitif induit par l'inertie du DTD. Aucune mesure hydrodynamique n'a été effectuée en régime transitoire.

L'étude des écoulements capillaires transitoires montre que les équations hydrodynamiques les régissant sont du second ordre (Xiao *et al.* [99]). Elles pourraient donc conduire à des oscillations dans les écoulements, et donc éventuellement à des assèchements temporaires de l'évaporateur. Cependant, l'ordre de grandeur du temps caractéristique hydrodynamique semble bien inférieur à celui du temps caractéristique thermique pour les géométries étudiées dans la littérature : un tel comportement oscillant ne semble pas être observé. Toutefois, cela mériterait d'être vérifié pour des structures fines, comme celles réalisées en silicium.

Dans cette thèse, nous ne nous intéresserons pas au régime transitoire des DTD testés, celui-ci étant avant tout dû à l'inertie thermique du DTD et non aux écoulements dans la structure capillaire.

### 1.3.4 Modèles développés au sein du laboratoire

Dans cette section, nous décrivons en détail deux modèles développés au sein du laboratoire avant le début de cette thèse, et qui seront utilisés dans la suite de l'étude. Il s'agit du modèle numérique de Rullière *et al.* [10] et du modèle analytique de Lefèvre et Lallemand [68].

#### 1.3.4.1 Modèle numérique de Rullière *et al.* [10]

Le modèle de Rullière *et al.* [10] réalise le couplage entre un modèle 1D hydrodynamique et un modèle thermique nodal 2D. Le modèle hydrodynamique est similaire à ceux décrits dans la section 1.3.1.2. Il est basé sur les équations de bilan et l'équation de Laplace-Young et permet de déterminer la vitesse et la pression du liquide et de la vapeur, ainsi que le rayon de courbure de l'interface liquide-vapeur le long du DTD. Le modèle thermique est un modèle nodal, représenté sur la figure 1.10. Il prend en compte la diffusion de la chaleur dans la paroi du DTD et les échanges thermiques par changement de phase à l'interface liquide-vapeur. La température de la vapeur est supposée constante et égale à la température de saturation  $T_{sat}$ . Un flux de chaleur uniforme est imposé à la source chaude et une condition de Fourier est prise en compte à la source froide. La particularité de ce modèle est d'intégrer des sous-modèles permettant de déterminer la résistance thermique transversale (entre la paroi et la zone de saturation) pour les zones d'évaporation et de condensation.

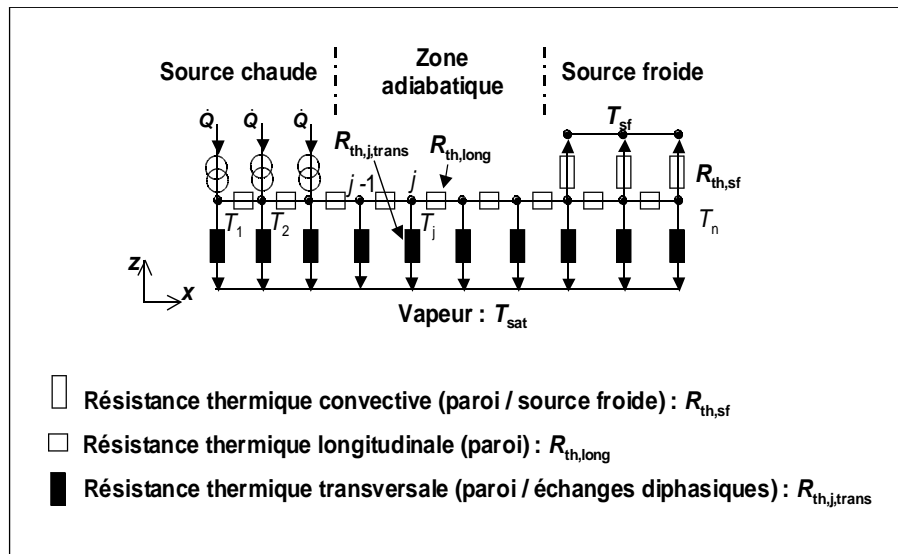


Figure 1.10 : Modèle thermique de Rullière *et al.* [10]

Le modèle d'évaporation est valable dans la zone du DTD où la température de la paroi est supérieure à  $T_{sat}$ . La résistance thermique est calculée à partir d'un modèle thermique 2D (figure 1.11). Un flux de chaleur uniforme  $Q$  est appliqué sur la paroi en  $z = 0$ . Sur le sommet des ailettes, le flux de chaleur est supposé nul car le coefficient d'échange convectif paroi/vapeur est négligeable devant le coefficient d'échange par évaporation. Pour des raisons de symétrie, le flux de chaleur est nul sur les frontières verticales du volume de contrôle. Comme l'épaisseur et la vitesse du liquide sont faibles, la convection est négligée à l'intérieur des rainures et le transfert de chaleur est modélisé par conduction 2D dans une section transversale. A l'interface liquide-vapeur, une condition de Fourier est appliquée pour prendre en compte l'évaporation avec un coefficient d'échange  $h_{evap}$ , obtenu à partir de la théorie cinétique des gaz [46] :

$$h_{evap} = \frac{2a_c}{2-a_c} \frac{\rho_v h_{lv}^2}{T_{sat}} \frac{1}{\sqrt{2\pi \frac{\bar{R}}{M} T_{sat}}} \left(1 - \frac{P_{sat}}{2\rho_v h_{lv}}\right) \quad (1.19)$$

avec  $a_c$  le coefficient d'accommodation,  $\bar{R}$  la constante molaire des gaz parfaits et  $\bar{M}$  la masse molaire du fluide. La détermination expérimentale de ce coefficient est particulièrement délicate. Par exemple, on observe une dispersion des valeurs expérimentales extrêmement importante dans le cas de l'eau ( $a_c$  varie de 0,001 à 1) [100].

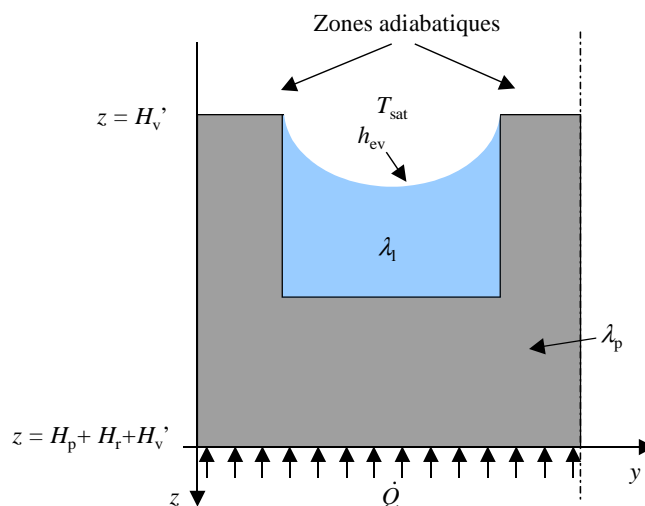


Figure 1.11 : Modèle de l'évaporateur [10]

Le modèle de condensation, valable dans la zone où la température de la paroi est inférieure à la température de saturation, est très similaire au modèle de l'évaporateur. La résistance thermique transversale est calculée à partir d'un modèle thermique 2D similaire à celui décrit dans la section précédente. Toutefois, la forme de la phase liquide est modifiée pour tenir compte des films de condensats sur le sommet des ailettes (figure 1.12).

La forme de l'interface liquide-vapeur est calculée grâce à un modèle hydrodynamique stationnaire 1D (figure 1.13). Ce modèle est basé sur les équations de bilan de masse et de bilan de quantité de mouvement pour le liquide selon l'axe  $y$ . L'écoulement est supposé laminaire et les variations de pression sont liées à la variation de la courbure de l'interface par l'équation de Laplace-Young. La contrainte interfaciale liquide-vapeur est négligée, le débit de condensation est supposé homogène sur le sommet des ailettes, et égal à zéro sur le ménisque principal dans la rainure. Les pertes de charge dans le ménisque principal sont négligées. Il est supposé que la dérivée seconde de l'épaisseur du film de liquide s'annule en  $y = 0$ , à la jonction entre le ménisque dans la rainure et le film de condensat sur les ailettes. Pour des raisons de symétrie, la dérivée première de l'épaisseur de film est nulle au centre de l'ailette. Il est à noter que la forme du film de condensat sur les ailettes, et donc la résistance thermique transversale, dépend du flux de condensation dans la zone concernée.

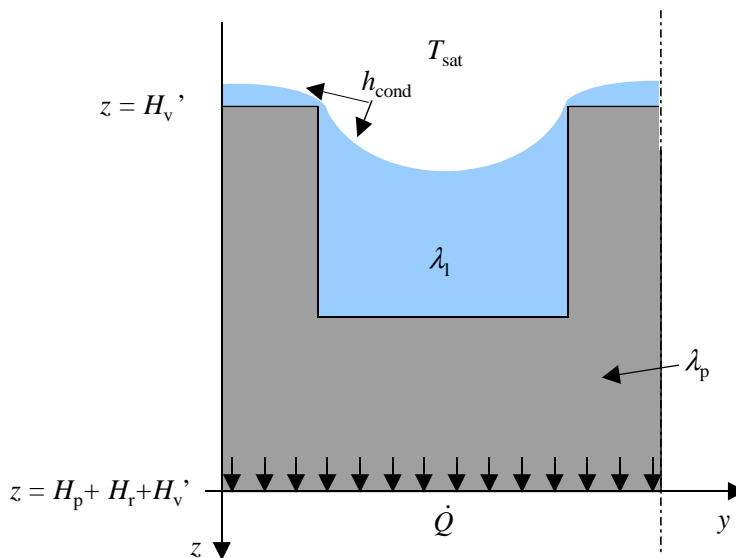


Figure 1.12 : Modèle du condenseur [10]

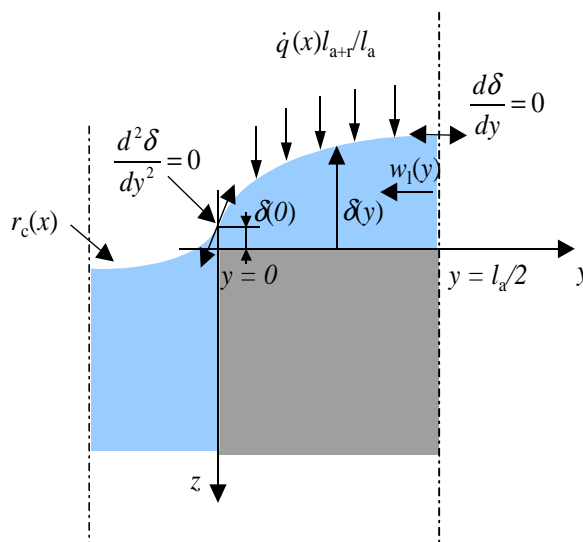


Figure 1.13 : Modèle hydrodynamique du condenseur [10]

Ces modèles permettent de prédire les coefficients d'échange thermique transversaux dans un DTD à rainures longitudinales. Rullière a comparé les résultats issus de ce modèle avec ses résultats expérimentaux. Les figures 1.14 et 1.15 présentent le profil de température et l'évolution du rayon de courbure dans les rainures mesurés et calculés dans le DTD pour différents flux thermiques.

Un bon accord est observé entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques. Notons tout de même que le modèle hydrodynamique nécessite la connaissance a priori du rayon de courbure au centre de la zone adiabatique. De plus, Rullière a négligé dans ce modèle les contraintes interfaciales liquide-vapeur. Il est possible que cela compense le biais introduit dans son équation de bilan de quantité de mouvement (voir section 1.3.1.2).

Rullière a aussi montré que les résultats du modèle thermique sont très dépendants de la valeur du coefficient d'accommodation  $a_c$ . Or, la grande disparité des mesures pour ce paramètre doit nous conduire à considérer cette validation avec prudence. Dans la suite de cette thèse, nous comparerons nos résultats expérimentaux sur un DTD à rainures longitudinales aux prédictions de ces modèles.

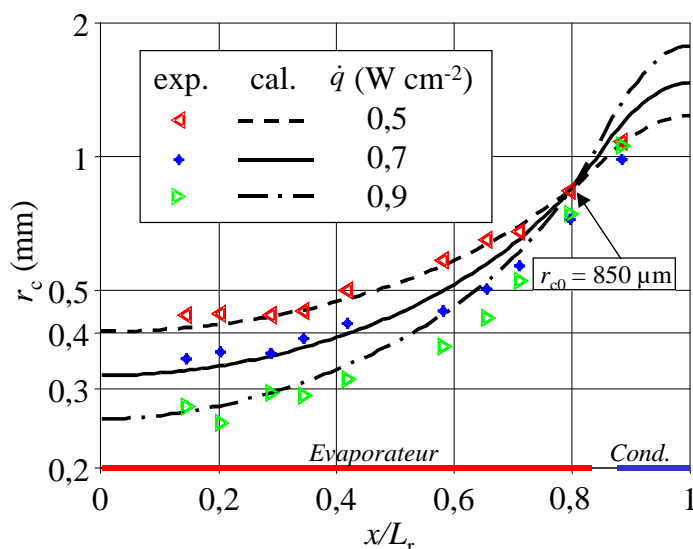


Figure 1.14 : Comparaison des rayons de courbure mesurés et calculés [10]

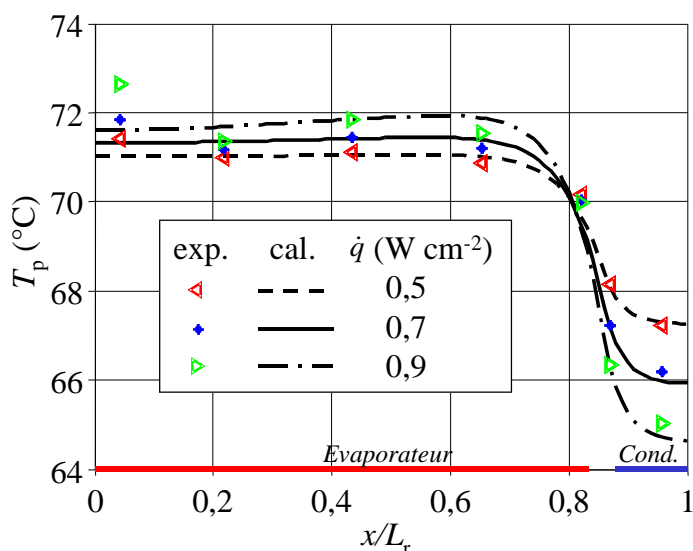


Figure 1.15 : Comparaison des températures mesurées et calculées [10]

### 1.3.4.2 Modèle analytique de Lefèvre et Lallemand [68]

Lefèvre et Lallemand [68] proposent un modèle analytique de DTD permettant de calculer les champs de pression et de température dans les phases liquide et vapeur du système en régime permanent. Un modèle hydrodynamique 2D et un modèle thermique 3D sont couplés : la structure capillaire est assimilée à un milieu poreux et les équations de transfert de chaleur (lois de Fourier) et de transfert de masse (lois de Darcy) sont résolues par transformées de Fourier.

La géométrie considérée dans le modèle est présentée sur la figure 1.16 : elle consiste en une plaque rectangulaire d'épaisseur  $c$  et de dimensions  $a$  et  $b$ . Il est possible de prendre en compte plusieurs sources chaudes et plusieurs sources froides réparties sur le système et de puissances distinctes. La puissance délivrée par les sources chaudes est transférée à travers la paroi du DTD jusqu'au milieu poreux où a lieu l'évaporation du liquide. Au niveau des sources froides, la vapeur se condense et la chaleur est finalement transmise aux sources froides par conduction. Une partie du flux est aussi transférée directement par conduction longitudinale dans la paroi.



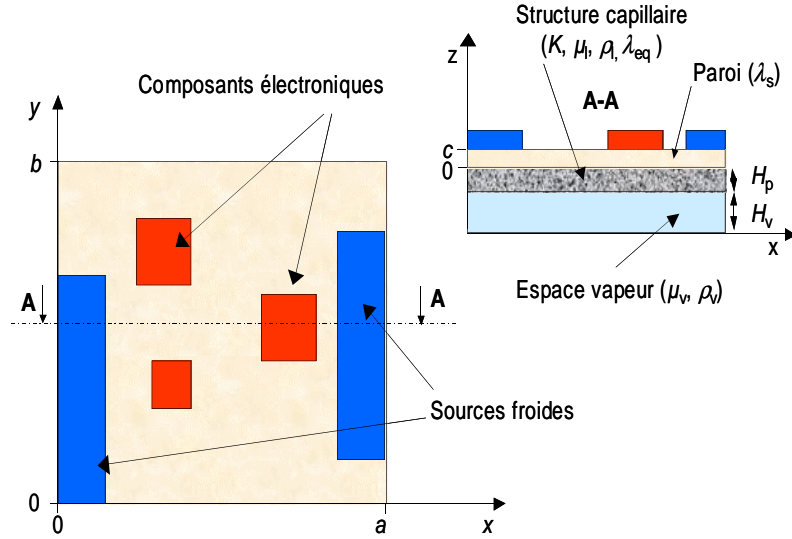


Figure 1.16 : Géométrie du modèle [68]

Le modèle thermique 3D en régime permanent est résolu en considérant une conductivité de la paroi  $\lambda_p$  constante. Les conditions aux limites pour  $z = c$  sont des flux imposés au niveau des sources chaudes et froides et un flux nul dans la zone adiabatique. Une condition de Fourier est prise en compte à la jonction de la paroi du DTD et du milieu poreux, le coefficient d'échange étant déterminé à partir de la conductivité thermique équivalente du milieu poreux, considérée comme constante. La température de saturation, qui est égale à la température de la phase vapeur, est supposée constante. Dans cette application, nous considérons un flux thermique constant et égal à  $\varphi_0$  au niveau des sources chaudes et à  $-\eta \varphi_0$  au niveau des sources froides,  $\eta$  étant le rapport des surfaces entre les sources chaudes et les sources froides.

Les coordonnées adimensionnelles sont introduites :

$$X = \frac{x}{a} ; Y = \frac{y}{b} ; Z = \frac{z}{c} \quad (1.20)$$

L'équation de la chaleur 3D en régime permanent peut être écrite de manière adimensionnelle :

$$\frac{\partial^2 T^*}{\partial X^2} + \frac{1}{B^2} \frac{\partial^2 T^*}{\partial Y^2} + \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 T^*}{\partial Z^2} = 0 \quad (1.21)$$

avec :  $T^* = \frac{\lambda_p}{\varphi_0 c} \Delta T$  ;  $B = \frac{b}{a}$  ;  $C = \frac{c}{a}$

où  $\Delta T = T - T_{sat}$  est la différence entre la température locale et la température de saturation et  $T^*$  est la température adimensionnée.

En X et Y, les conditions aux limites s'écrivent :

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial T^*}{\partial X} \right)_{X=0} &= \left( \frac{\partial T^*}{\partial X} \right)_{X=1} = 0 \\ \left( \frac{\partial T^*}{\partial Y} \right)_{Y=0} &= \left( \frac{\partial T^*}{\partial Y} \right)_{Y=1} = 0 \end{aligned} \quad (1.22)$$

En  $Z$ , on a :

$$\left(\frac{\partial T^*}{\partial Z}\right)_{Z=0} = \frac{hc}{\lambda_p} T^* = Bi T^* \quad (1.23)$$

$$\left(\frac{\partial T^*}{\partial Z}\right)_{Z=1} = \Phi(X, Y) = \begin{cases} 1 & \text{dans la zone de l'évaporateur} \\ 0 & \text{dans la zone adiabatique} \\ -\eta & \text{dans la zone du condenseur} \end{cases}$$

où  $h$  est le coefficient d'échange thermique à l'interface entre la paroi et le milieu poreux. Il est calculé à partir de l'épaisseur et de la conductivité équivalente du milieu poreux.  $Bi$  est le nombre de Biot.

En fonction de ces conditions aux limites,  $T^*$  peut être développée en séries de Fourier :

$$T^* = \sum_{m=1}^{\infty} A_{m0}(Z) \cos(m\pi X) + \sum_{n=1}^{\infty} A_{0n}(Z) \cos(n\pi Y) + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} A_{mn}(Z) \cos(m\pi X) \cos(n\pi Y) \quad (1.24)$$

Le flux thermique adimensionné peut s'écrire :

$$\Phi(X, Y) = \left(\frac{\partial T^*}{\partial Z}\right)_{Z=1} = \sum_{m=1}^{\infty} B_{m0} \cos(m\pi X) + \sum_{n=1}^{\infty} B_{0n} \cos(n\pi Y) + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} B_{mn} \cos(m\pi X) \cos(n\pi Y) \quad (1.25)$$

L'expression de  $B_{m0}$ ,  $B_{0n}$  et  $B_{mn}$  dépend de la position des sources chaudes et des sources froides. Pour une source chaude  $i$ , de coordonnées  $[a_{e1}(i), a_{e2}(i), b_{e1}(i), b_{e2}(i)]$ , on obtient :

$$B_{m0} = \frac{2}{m\pi b} \left\{ \sin\left[\frac{m\pi a_{e2}(i)}{a}\right] - \sin\left[\frac{m\pi a_{e1}(i)}{a}\right] \right\} * [b_{e2}(i) - b_{e1}(i)] \quad (1.26)$$

$$B_{0n} = \frac{2}{n\pi a} \left\{ \sin\left[\frac{n\pi b_{e2}(i)}{b}\right] - \sin\left[\frac{n\pi b_{e1}(i)}{b}\right] \right\} * [a_{e2}(i) - a_{e1}(i)] \quad (1.27)$$

$$B_{mn} = \frac{4}{mn\pi^2} \left\{ \sin\left[\frac{m\pi a_{e2}(i)}{a}\right] - \sin\left[\frac{m\pi a_{e1}(i)}{a}\right] \right\} * \left\{ \sin\left[\frac{n\pi b_{e2}(i)}{b}\right] - \sin\left[\frac{n\pi b_{e1}(i)}{b}\right] \right\} \quad (1.28)$$

Pour un condenseur  $j$ , rectangulaire de coordonnées  $[a_{e1}(j), a_{e2}(j), b_{e1}(j), b_{e2}(j)]$ , les valeurs de  $B_{m0}$ ,  $B_{0n}$  et  $B_{mn}$  peuvent être obtenues en multipliant les expressions précédentes par  $-\eta$ .

En substituant les équations 1.24 et 1.25 dans les équations 1.21 et 1.23, nous obtenons les expressions suivantes pour les coefficients  $A_{m0}$ ,  $A_{0n}$  et  $A_{mn}$  :

$$A_{m0}(Z) = \frac{B_{m0} [(m\pi C + Bi) \exp(m\pi CZ) + (m\pi C - Bi) \exp(-m\pi CZ)]}{m\pi C [(m\pi C + Bi) \exp(m\pi C) - (m\pi C - Bi) \exp(-m\pi C)]} \quad (1.29)$$

$$A_{0n}(Z) = \frac{B_{0n} \left[ \left(\frac{n\pi C}{B} + Bi\right) \exp\left(\frac{m\pi CZ}{B}\right) + \left(\frac{m\pi C}{B} - Bi\right) \exp\left(-\frac{m\pi CZ}{B}\right) \right]}{n\pi C \left[ (n\pi C + BBi) \exp\left(\frac{n\pi C}{B}\right) - (n\pi C - BBi) \exp\left(-\frac{n\pi C}{B}\right) \right]} \quad (1.30)$$

$$A_{mn}(Z) = \frac{B_{mn} [(G\pi C + Bi)\exp(G\pi CZ) + (G\pi C - Bi)\exp(-G\pi CZ)]}{G\pi C [(G\pi C + Bi)\exp(G\pi C) - (G\pi C - Bi)\exp(-G\pi C)]} \quad (1.31)$$

$$\text{où } G = \sqrt{m^2 + \left(\frac{n}{B}\right)^2}$$

Notons que pour des structures composées de rainures, l'épaisseur du film de liquide sur la structure peut varier du condenseur à l'évaporateur et modifier ainsi la résistance thermique du système. Cela n'est pas pris en compte dans le modèle thermique dans lequel la conductivité thermique équivalente du milieu poreux est supposée constante. Le modèle thermique permet de calculer le champ de température en tout point du DTD. D'un point de vue hydrodynamique, la faible épaisseur de la structure capillaire et de l'espace vapeur par rapport aux dimensions du DTD justifie l'utilisation d'un modèle 2D. Pour la phase liquide, la structure capillaire est considérée comme un milieu poreux de perméabilité  $K$  et de porosité  $\xi$ . Par ce biais, tout type de structure capillaire peut être modélisé.

Le modèle hydrodynamique 2D permet de calculer le champ de pression et le champ de vitesse du liquide et de la vapeur dans le DTD.

Pour le liquide, les équations régissant l'écoulement peuvent être obtenues à partir de la loi de Darcy :

$$v_{x,l} = -\frac{K}{\mu_l} \frac{\partial P_l}{\partial x} \quad \text{et} \quad v_{y,l} = -\frac{K}{\mu_l} \frac{\partial P_l}{\partial y} \quad (1.32)$$

où  $v_x$  et  $v_y$  sont les vitesses selon les directions  $x$  et  $y$ .

Le bilan de conservation de la masse permet d'écrire :

$$\frac{\partial v_{x,l}}{\partial x} + \frac{\partial v_{y,l}}{\partial y} = \frac{1}{h_{lv} \rho_l h_r} \varphi_{z=0} \quad (1.33)$$

où  $\varphi$  est la densité de flux thermique et  $h_r$  l'épaisseur du milieu poreux.  $\varphi$  est calculée grâce au modèle thermique en  $z = 0$  :

$$\varphi_{z=0} = \varphi_0 Bi T_{z=0}^* \quad (1.34)$$

En introduisant l'équation (1.32) dans (1.33), on obtient une équation différentielle du second ordre :

$$\frac{\partial^2 P_l}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P_l}{\partial y^2} = -\frac{\mu_l}{K h_{lv} \rho_l h_r} = -\frac{\mu_l}{K h_{lv} \rho_l h_r} \varphi_0 Bi T_{z=0}^* \quad (1.35)$$

Les conditions aux limites sont obtenues en considérant une vitesse nulle des fluides aux frontières :

$$\left(\frac{\partial P}{\partial x}\right)_{x=0} = \left(\frac{\partial P}{\partial x}\right)_{x=a} = \left(\frac{\partial P}{\partial y}\right)_{y=0} = \left(\frac{\partial P}{\partial y}\right)_{y=b} = 0 \quad (1.36)$$

Dans ces conditions, la pression peut être développée en séries de Fourier :

$$P_l = \frac{\mu_l}{K h_{lv} \rho_l h_r \xi} \left( \sum_{m=1}^{\infty} C_{m0}(Z) \cos(m\pi X) + \sum_{n=1}^{\infty} C_{0n}(Z) \cos(n\pi Y) + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} C_{mn}(Z) \cos(m\pi X) \cos(n\pi Y) \right) \quad (1.37)$$

En introduisant les équations (1.24) et (1.37) dans l'équation (1.35), et en comparant les termes de chaque côté de ces équations, les coefficients  $C_{m0}$ ,  $C_{0n}$  et  $C_{mn}$  sont déterminés par :

$$C_{m0} = \varphi_0 Bi \left( \frac{a}{m\pi} \right)^2 A_{m0}(0) \quad (1.38)$$

$$C_{0n} = \varphi_0 Bi \left( \frac{b}{n\pi} \right)^2 A_{0n}(0) \quad (1.39)$$

$$C_{mn} = \varphi_0 Bi \frac{1}{\left( \frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{b} \right)^2} A_{mn}(0) \quad (1.40)$$

Le champ de vitesse dans le DTD peut être déduit des équations (1.32) et (1.37). Le même raisonnement est conduit pour la phase vapeur. En considérant un écoulement laminaire et incompressible entre deux plaques parallèles, les équations (1.32) et (1.37) deviennent respectivement :

$$v_{x,v} = -\frac{E_v^2}{12\mu_v} \frac{\partial P_l}{\partial x} \quad \text{et} \quad v_{y,l} = -\frac{E_v^2}{12\mu_v} \frac{\partial P_l}{\partial y} \quad (1.41)$$

$$P_v = -\frac{12}{E_v^3} \frac{\mu_v}{h_{lv}\rho_l} \left( \sum_{m=1}^{\infty} C_{m0}(Z) \cos(m\pi X) + \sum_{n=1}^{\infty} C_{0n}(Z) \cos(n\pi Y) + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} C_{mn}(Z) \cos(m\pi X) \cos(n\pi Y) \right) \quad (1.42)$$

où  $C_{m0}$ ,  $C_{0n}$  et  $C_{mn}$  sont donnés par les équations (1.38) à (1.40).

Le modèle analytique de Lefèvre et Lallemand permet ainsi de prédire les champs de température, de pression et de vitesse des fluides dans un DTD en fonctionnement. Il a été validé expérimentalement dans le cas d'un DTD à rainures longitudinales par Revellin *et al.* en 2008 [75] grâce aux résultats expérimentaux de Rullière *et al.* [45].

Au cours de cette thèse, nous nous servons de ce modèle afin d'étudier un DTD dont la structure capillaire est composée de rainures croisées.

## 1.4 Conclusions

Cette synthèse bibliographique a permis de montrer la diversité des études sur les DTD. Les études expérimentales sont limitées à la caractérisation des performances thermiques des DTD ou aux techniques de fabrication des systèmes, alors que les modèles numériques ou analytiques sont basés sur les écoulements dans la structure capillaire et sur la forme des films liquides.

L'absence de mesure des paramètres hydrodynamiques rend difficile la validation des modèles développés : la comparaison se limite souvent à l'estimation de la limite capillaire du DTD à l'aide de mesures de DTD. Notons aussi que si l'influence de la charge en liquide dans le DTD est expérimentalement considérée comme importante, ce paramètre n'est jamais pris en compte dans les modèles. Étant donné la complexité des phénomènes physiques en jeu dans les DTD, il est nécessaire de mettre au point des bancs expérimentaux permettant de mesurer directement les paramètres des écoulements au sein de la structure capillaire et de mieux caractériser les transferts de chaleur et de masse dans les systèmes.

Ce travail, initié par Rullière [10] sur un DTD dédié au refroidissement d'une pile à combustible, est poursuivi dans cette thèse pour des applications plus proches du refroidissement de composants électroniques.



## Chapitre 2 : Dispositif expérimental

Ce chapitre décrit la géométrie des DTD et des structures capillaires étudiées lors de cette thèse. Le premier DTD est en cuivre et comporte une structure capillaire composée de rainures longitudinales. Le second, en cuivre également, présente une structure capillaire composée de rainures croisées. Un troisième DTD en silicium et comportant des rainures radiales a également été étudié durant cette thèse.

Le banc d'essais et le banc de remplissage sont présentés. Le principe de fonctionnement du microscope confocal est abordé et une discussion sur les performances et les limites d'utilisation de la microscopie confocale en vue de l'étude du fonctionnement des DTD est menée.

### 2.1 Diffuseur en cuivre à rainures longitudinales

#### 2.1.1 Description du DTD à rainures longitudinales

Le DTD en cuivre à rainures longitudinales est constitué de l'assemblage hermétique d'une plaque en cuivre rainurée et d'une plaque transparente permettant la visualisation du fluide au sein du DTD (figure 2.1). La plaque en cuivre, d'épaisseur 3 mm, a été usinée par fraisage. La structure capillaire, de dimensions 70 x 90 mm<sup>2</sup> est composée de 88 rainures longitudinales de section carrée. La profondeur et la largeur des rainures sont égales à 400 µm. La distance entre les rainures est de 400 µm. Le volume total des rainures est de 1,27 ml. L'espace vapeur du DTD est réalisé grâce à un joint plat. Trois épaisseurs de joint plat ont été utilisées : 1 mm, 2 mm et 5 mm. Notons que le DTD a été dimensionné pour faciliter l'étude du comportement hydrodynamique du diffuseur et non pour optimiser ses performances thermiques. Les dimensions sont toutefois proches de celles usuellement rencontrées dans la littérature.

Le DTD est rempli par l'intermédiaire d'un tube de remplissage en cuivre, de diamètre interne égal à 3 mm, soudé à la plaque rainurée au niveau d'un orifice débouchant sur une rainure d'interconnexion. Cette dernière est située perpendiculairement aux rainures à l'extrémité du DTD du côté du condenseur et permet d'assurer une bonne répartition du liquide dans les rainures. La longueur du tube de remplissage est faible afin de réduire le volume mort et de limiter les pertes thermiques par conduction. En effet, une partie du fluide caloporteur y est piégé et ne participe pas aux transferts thermiques. Ce volume mort, engendré par le tube et la vanne de raccordement, est estimé à 0,56 ml. Il est environ égal à la moitié du volume des rainures. Cela a pour conséquence de rendre délicat la reproductibilité des mesures avec de faibles taux de remplissage.

L'assemblage de la plaque transparente, d'épaisseur 5 mm, et de la plaque en cuivre est réalisé grâce à une bride de serrage, maintenue par seize vis.

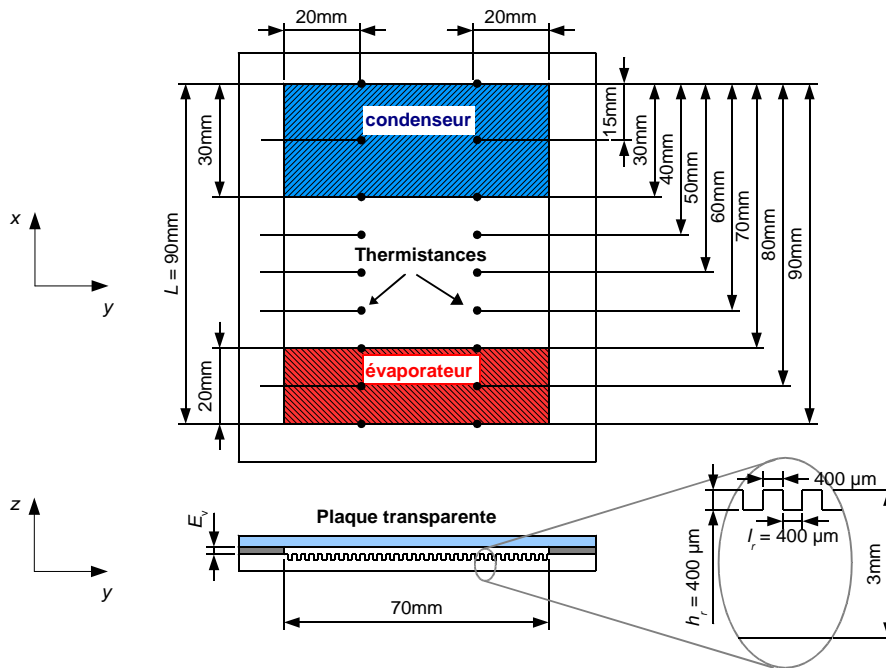


Figure 2.1 : Schéma du DTD à rainures longitudinales

La source chaude est constituée par une cartouche chauffante cylindrique de 5 mm de diamètre et 60 mm de longueur. Elle est insérée dans un bloc parallélépipédique en cuivre de dimensions 20 x 15 x 70 mm<sup>3</sup>. La cartouche chauffante est alimentée par un alternostat et sa puissance maximale est de 315 W. La source chaude est maintenue sur la paroi en cuivre grâce à un système de serrage portant sur les vis de fermeture du diffuseur. Pour assurer un meilleur contact, une fine couche de pâte thermique est appliquée à l'interface de la source chaude et de la paroi en cuivre.

La source froide est un échangeur à eau en duraluminium dont la surface de contact avec la plaque en cuivre est de 30 x 70 mm<sup>2</sup>. Il est maintenu en contact avec le DTD par un dispositif de vis de serrage. De même que pour la source chaude, une fine couche de pâte thermique est appliquée à l'interface de l'échangeur et de la paroi en cuivre. Le condenseur et l'évaporateur sont séparés par une zone adiabatique de 40 mm de longueur. Afin de minimiser les pertes thermiques, le DTD est calorifugé par de la mousse et de la laine de roche.

## 2.1.2 Choix des matériaux et des fluides

Initialement, la plaque transparente était une plaque en borosilicate de qualité optique (B270) pour permettre une visualisation optimale des ménisques par le microscope confocal. Cependant, les contraintes thermiques et mécaniques engendrées par les forts gradients de température présents dans le diffuseur en fonctionnement ont entraîné à plusieurs reprises la rupture de la plaque transparente. De même, des essais avec des plaques en Pyrex n'ont pas été concluants. Finalement, des plaques en polycarbonate, plus souples, ont été utilisées pour effectuer les manipulations. Notons que ces difficultés n'avaient pas été rencontrées par Rullière au cours de sa thèse car les densités de flux et donc les gradients thermiques mis en jeu étaient beaucoup plus faibles dans son application.

Deux fluides ont été utilisés. Dans un premier temps, le méthanol a été choisi comme fluide caloporteur pour ses propriétés physiques favorables aux transferts de chaleur dans les DTD. Le joint plat utilisé pour former l'espace vapeur est en EPDM. Cependant, à haute température et sur de longues périodes de temps, le méthanol a tendance à attaquer chimiquement le polycarbonate, ce qui rend difficile l'utilisation du microscope confocal pour visualiser l'interface liquide-vapeur au sein du DTD et entraîne la nécessité de changer le fluide caloporteur régulièrement pour s'assurer qu'il n'y a pas de gaz incondensables dus à d'éventuelles réactions chimiques présentes dans le DTD. Après une

première série d'essais où les performances thermiques du diffuseur ont été étudiées, du n-pentane a finalement été utilisé pour caractériser les performances thermiques et hydrodynamiques du DTD. Pour des raisons de compatibilité chimique, le joint plat utilisé est alors en nitrile.

### **2.1.3 Instrumentation du DTD à rainures longitudinales**

Le DTD est instrumenté à l'aide de deux séries de neuf thermistances, placées symétriquement le long de sa paroi externe (figure 2.1). Les thermistances sont du types CTN P1692 (références ASLEC) et leur résistance est de 10 k $\Omega$  à 20°C. Leur partie sensible est un cylindre en céramique de 0,4 mm de diamètre et de 2,5 mm de longueur. Les thermistances sont collées avec de la laque d'argent dans des rainures usinées à cet effet sur la paroi externe de la plaque en cuivre. Une centrale d'acquisition de type Keithley 2700 pilotée par un PC permet de relever de manière séquentielle la valeur de la résistance de chaque thermistance. Les thermistances sont préalablement étalonnées et, compte tenu de la grande précision sur la mesure de résistance électrique, l'incertitude de mesure a été estimée à moins de 0,1 K.

Les thermistances sont réparties le long du diffuseur et placées à 20 mm du bord. Six thermistances sont au contact de la source froide, six au contact de la source chaude et les six dernières sont situées dans la zone adiabatique. Les thermistances sont espacées de 10 mm, sauf sous la source froide où elles sont espacées de 15 mm. La température de saturation du diffuseur a été estimée comme étant la moyenne des six thermistances placées au centre de la zone adiabatique. Il n'est en effet pas possible d'insérer de thermistances à l'intérieur de l'espace vapeur du DTD sans perturber les écoulements du liquide et de la vapeur.

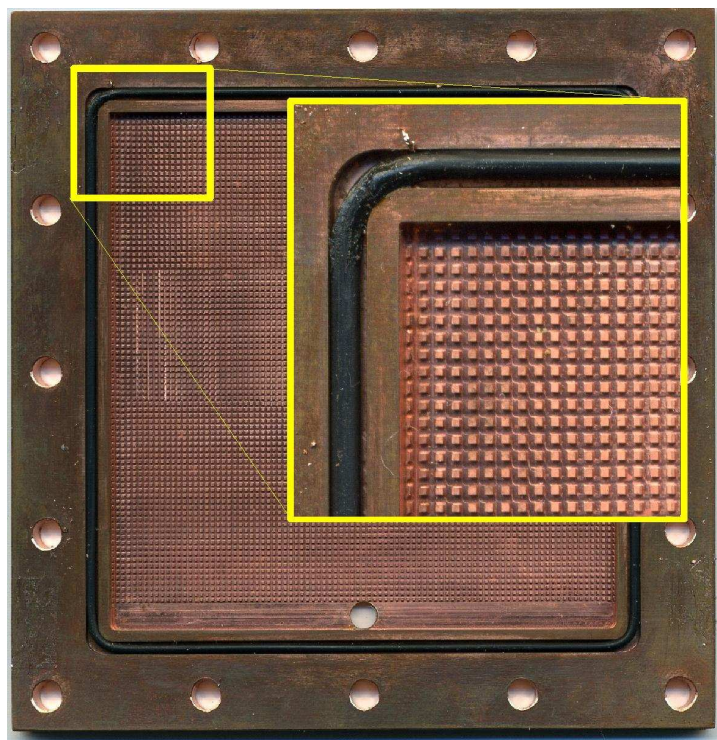
## **2.2 Diffuseur à rainures croisées**

### **2.2.1 Description du DTD à rainures croisées**

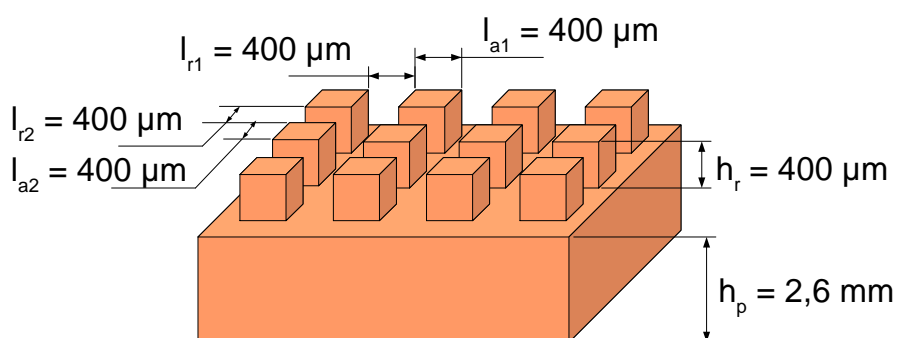
Tout comme le DTD à rainures longitudinales, le DTD à rainures croisées est constitué de l'assemblage d'une plaque en cuivre et d'une plaque transparente permettant la visualisation du fluide au sein du diffuseur. Un tube de remplissage est fixé à la plaque en cuivre au niveau d'un orifice débouchant sur une rainure d'interconnexion. Ce diffuseur a été dimensionné par Rémi Revellin dans le cadre de l'ANR non thématique « Intensifilm » (films liquides et intensification des transferts dans les systèmes et micro-systèmes à changement de phase et les milieux poreux). Le plan complet du diffuseur est présenté dans l'annexe A.2 . La plaque en cuivre (figure 2.2) a été usinée par fraisage. La structure capillaire interne, de surface 72 x 68 mm<sup>2</sup>, est composée de 85 x 90 rainures croisées (figure 2.3). Chaque rainure a une profondeur et une largeur de 400  $\mu$ m. La distance entre les rainures est égale à 400  $\mu$ m. Contrairement au diffuseur à rainures longitudinales, l'épaisseur de l'espace vapeur est fixe et égal à 1,6 mm. L'épaisseur de la paroi en cuivre sous les rainures est égale à 2 mm. Le DTD est fermé sur sa partie supérieure à l'aide d'une plaque en borosilicate B270 de 5 mm d'épaisseur. Un joint torique, en Viton, assure l'étanchéité du système. Une bride de serrage permet la fermeture du DTD grâce à 16 vis.

La source chaude est constituée d'une résistance chauffante, de dimension 20 x 20 mm<sup>2</sup>, placée sur la paroi en cuivre du diffuseur. La piste résistive est vernie et recouverte d'une fine plaque en cuivre afin d'éviter les points chauds qui pourraient entraîner la détérioration de la piste lors du fonctionnement du DTD. Cette source chaude, dont la résistance électrique est de l'ordre de 0,2  $\Omega$ , est alimentée par une alimentation continue stabilisée. La source froide est un échangeur à eau en duraluminium dont la surface de contact avec le DTD est de 15 x 72 mm<sup>2</sup>. La source chaude et la source froide sont maintenues contre la paroi à l'aide d'un dispositif de serrage s'appuyant sur les vis de fermeture du DTD. Une fine couche de pâte thermique est appliquée entre les sources et la paroi en cuivre pour assurer le meilleur contact thermique possible.





*Figure 2.2 : Photo du diffuseur à rainures croisées*



*Figure 2.3 : Structure capillaire du diffuseur à picots*

## **2.2.2 Instrumentation du DTD à rainures croisées**

Le DTD est instrumenté à l'aide de 18 thermistances, placées dans des rainures prévues à cet effet le long de sa paroi externe (figure 2.4). Ces thermistances sont du même type que celles utilisées avec le diffuseur à rainures longitudinales. Une première série de neuf thermistances permet d'obtenir le profil de température le long de la ligne médiane du DTD tandis que les neuf thermistances supplémentaires permettent de caractériser les profils de températures selon des directions transversales.

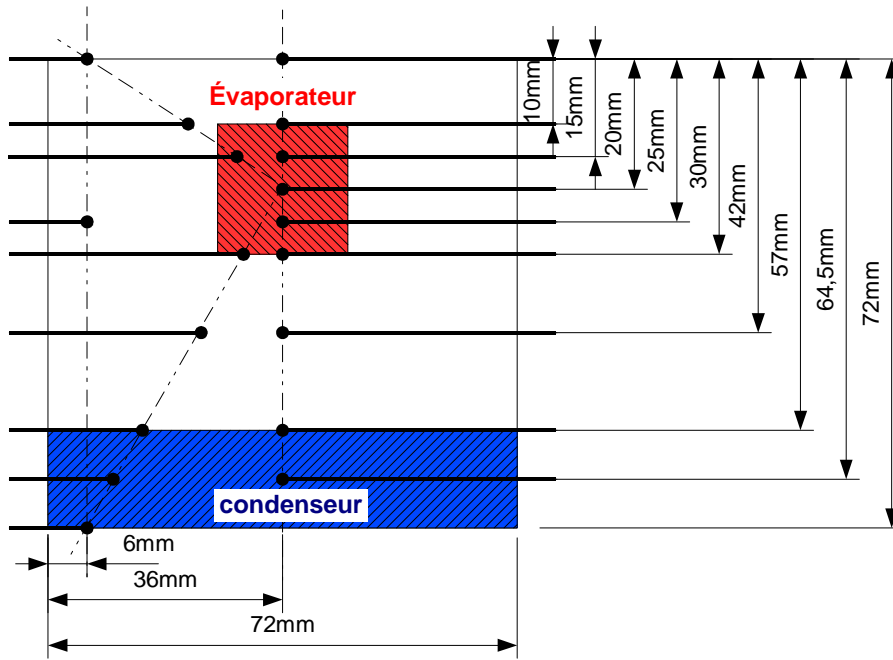


Figure 2.4 : Position des thermistances le long du DTD à rainures croisées

### 2.3 Diffuseur à rainures radiales

Un troisième diffuseur, circulaire et en silicium, a été testé dans le cadre de l'ANR non thématique « Intensifilm ». Le montage de ce diffuseur a été effectué par Rullière au cours de son post-doctorat. Ce diffuseur est présenté ici pour montrer les performances du microscope confocal lorsque la plaque du DTD est en silicium.

Ce diffuseur a été réalisé par le laboratoire LAAS (Toulouse, UPR 8001) dans une plaque de silicium de 10 cm de diamètre et de 525  $\mu\text{m}$  d'épaisseur. La technique de réalisation utilisée est la gravure sèche par plasma. Il comporte une structure capillaire à rainures radiales. La zone gravée est un disque de diamètre externe de 50 mm. Les rainures sont gravées dans la zone comprise entre les diamètres de 2 mm et de 50 mm. Le disque central ( $D < 2$  mm) est constitué d'un réseau de rainures croisées de largeur égale à 100  $\mu\text{m}$ , de hauteur égale à 150  $\mu\text{m}$  et distantes de 100  $\mu\text{m}$  (figures 2.5 et 2.6). Les rainures radiales ont une largeur non constante le long du DTD, variant de 110  $\mu\text{m}$  au niveau de la zone centrale à 670  $\mu\text{m}$  à la périphérie. Ces conditions imposent une largeur d'ailette variant de 64  $\mu\text{m}$  à 1510  $\mu\text{m}$ .

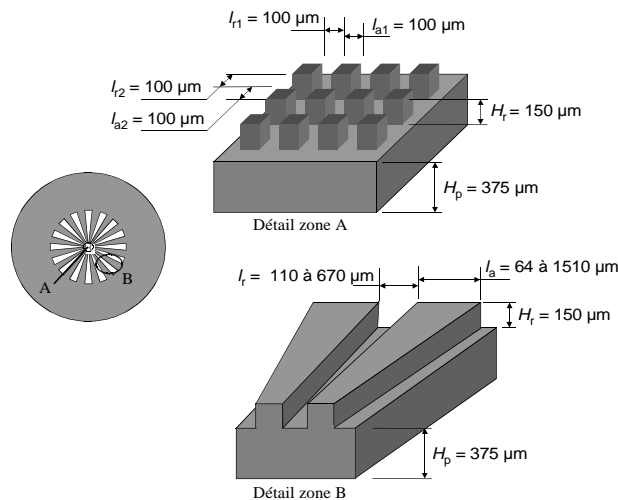
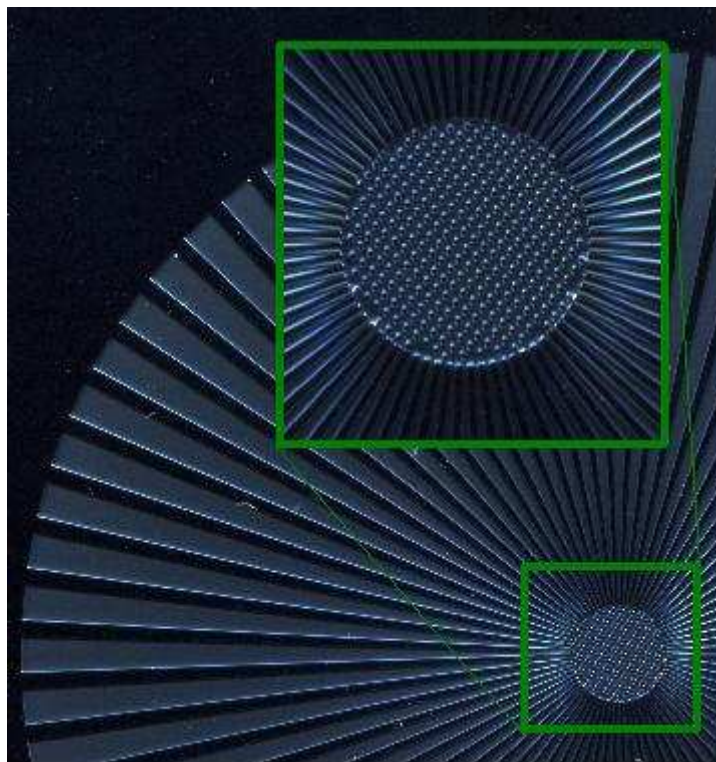
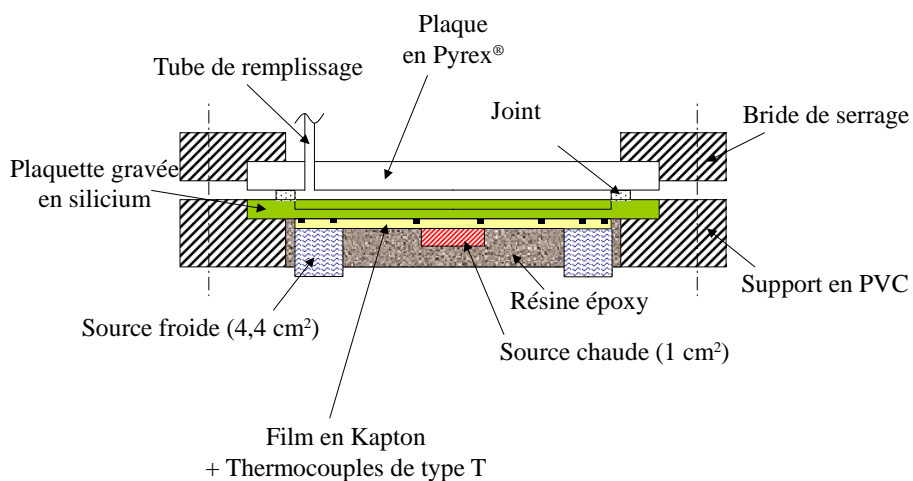


Figure 2.5 : Schéma de la structure capillaire du DTD en silicium [10]



*Figure 2.6 : Photo du diffuseur en silicium à rainures radiales*

Comme pour le DTD en cuivre, le DTD en silicium est réalisé par un assemblage hermétique de la plaque gravée et d'une plaque en borosilicate de 5 mm d'épaisseur, séparées par un joint torique en nitrile permettant de créer l'espace vapeur (figure 2.7). La plaque en silicium est noyée dans la résine époxy au niveau de la zone adiabatique pour rendre le système moins fragile.



*Figure 2.7 : Coupe du DTD en silicium*

## 2.4 Bancs d'essais

### 2.4.1 Banc de remplissage

Dans un premier temps, l'étanchéité du DTD est contrôlée avec un détecteur de fuite à hélium. Le remplissage des DTD est ensuite réalisé à l'aide du banc présenté sur la figure 2.8. Ce banc, à l'origine destiné à l'étude de micro-caloducs, a été adapté au remplissage de DTD au cours de la thèse de Rullière [10]. Il comprend un groupe de pompage au vide et deux réservoirs pour le dégazage du fluide. Le DTD est relié au banc d'essais par l'intermédiaire du tube de remplissage muni d'une vanne Swagelok qui assure l'étanchéité du système. Le groupe de pompage au vide est constitué d'une pompe à palette (PP), qui permet d'obtenir un vide primaire ( $10^{-3}$  mbar), et d'une pompe turbomoléculaire (PT), qui permet d'atteindre un vide secondaire ( $10^{-6}$  mbar). Le pompage au vide a pour but d'éliminer les gaz incondensables présents dans les canalisations du banc d'essais et dans le DTD.

L'opération de remplissage s'effectue en plusieurs étapes qui ont pour but d'éviter la présence de gaz incondensables à l'intérieur du diffuseur. La mise sous vide du DTD dure environ 24 h pour que la désorption des parois soit complète. Le phénomène est accéléré en chauffant le système. Un piège à azote liquide (PAL) est placé en amont de la pompe à palettes. Celui-ci a pour but d'empêcher les retours d'huile de la pompe primaire vers le banc d'essais et de piéger les gaz condensables qui pourraient se mélanger à l'huile de la pompe et réduire ses performances.

Le dégazage du fluide caloporteur à introduire dans le DTD est obtenu par plusieurs opérations de sublimation et sublimation inverse. Le fluide est d'abord solidifié dans un réservoir refroidi à l'azote liquide. Les gaz incondensables sont évacués par le groupe de pompage. Le solide est ensuite sublimé par chauffage. L'opération est répétée plusieurs fois afin d'obtenir une pureté maximale du fluide [8].

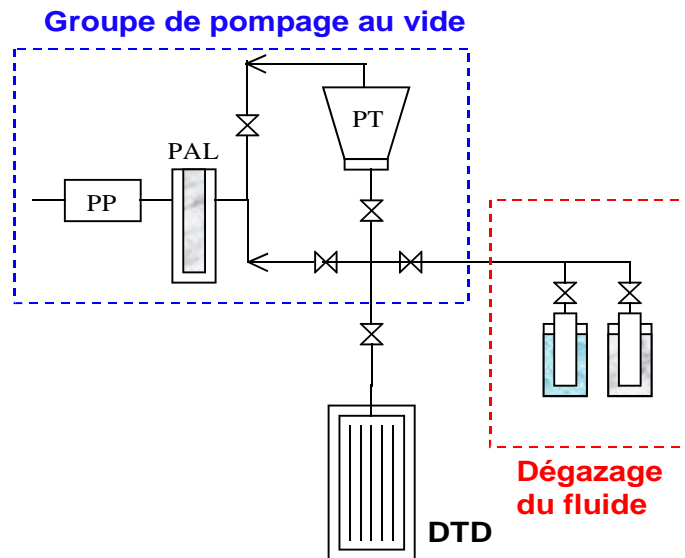


Figure 2.8 : Schéma du banc de remplissage

Le remplissage du DTD est effectué immédiatement après la phase de dégazage du fluide caloporteur. Le diffuseur est refroidi et mis en contact avec le fluide qui est sublimé par chauffage. Le fluide se condense alors dans le DTD. La quantité de fluide envoyée dans le diffuseur est approximative. La charge en liquide peut ensuite être ajustée en utilisant une pompe à vide qui permet d'extraire une partie du fluide tout en empêchant des gaz incondensables de pénétrer dans le système. Elle est mesurée a posteriori en plaçant le diffuseur en position verticale et en mesurant la hauteur de liquide dans le DTD. L'incertitude associée à la mesure de cette hauteur est de l'ordre de 1 mm, ce qui

engendre une incertitude de l'ordre de 1,5 % sur le taux de remplissage du diffuseur. Cette technique facilite l'étude de l'influence de la charge sur les performances thermiques du diffuseur. Rullière a utilisé au cours de sa thèse une seringue permettant d'injecter une quantité précise de fluide au sein du DTD, mais cette technique requiert de vider complètement le DTD à chaque changement de charge. Elle rend donc une étude de l'influence de la charge sur les performances thermiques du diffuseur longue et fastidieuse. Notons que, pour de faibles taux de remplissage, l'incertitude due à la méthode de lecture reste faible par rapport à l'influence des volumes morts au sein du DTD. En effet, la quantité de fluide contenu dans les volumes morts peut varier en fonction des conditions expérimentales et donc modifier la quantité de fluide participant réellement aux échanges thermiques par changement de phase.

## 2.4.2 Dispositif expérimental

Le banc d'essais de caractérisation thermique des DTD est présenté sur la figure 2.9.

Dans le cas du diffuseur en cuivre à rainures longitudinales, la cartouche chauffante est alimentée par un alternostat. La mesure du courant est effectuée à partir de la tension aux bornes d'un shunt de résistance égale à  $0,05 \Omega$  placé en série avec la résistance chauffante tandis que la mesure de tension aux bornes de la cartouche est effectuée grâce à un pont diviseur de tension.

Dans le cas des diffuseurs à rainures croisées et à rainures radiales, la source chaude est alimentée par une alimentation continue stabilisée. La mesure du courant s'effectue à partir de la mesure de tension aux bornes d'un shunt de résistance égale à  $0,001 \Omega$  placé en série tandis que la mesure de tension s'effectue directement aux bornes de la piste du circuit imprimé.

L'échangeur constituant la source froide est alimenté par un bain cryothermostaté. Le débit de fluide circulant dans l'échangeur est fixe tandis que la température de saturation du DTD est ajustée en réglant la température du fluide du bain. Dans les premières séries de mesures (utilisant le méthanol comme fluide interne au DTD), le fluide de refroidissement est de l'eau, tandis que pour les mesures suivantes (utilisant du n-pentane dans le diffuseur), le fluide a été remplacé par de l'huile silicone, permettant d'atteindre des températures inférieures  $0^{\circ}\text{C}$ . La mesure de puissance thermique n'est pas réalisée au niveau de la source froide car les faibles différences de températures entre l'entrée et la sortie de l'échangeur ne permettent pas une détermination précise de cette grandeur.

Les mesures des tensions et des résistances sont effectuées à l'aide d'une centrale d'acquisition de type Keithley 2700. La précision des acquisitions est suffisamment grande pour que l'incertitude de mesure soit négligeable devant les autres causes d'incertitudes expérimentales du banc d'essais, en particulier celles engendrées par les pertes thermiques. Le traitement des données est effectué grâce au module ExcelLink de Keythley Instruments.

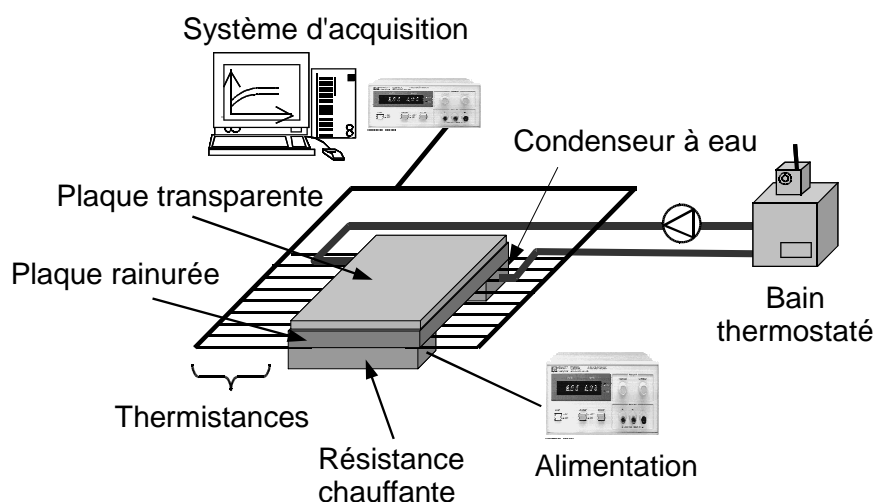


Figure 2.9 : Schéma du dispositif expérimental

## **2.5 Le microscope confocal**

### **2.5.1 Place de la microscopie confocale parmi les méthodes de mesure de films minces**

Afin de caractériser les écoulements au sein des DTD, nous avons vu qu'il est intéressant de déterminer la forme de l'interface liquide-vapeur dans le système. En effet, en plus d'être porteuse d'informations sur la pression capillaire et donc sur les pertes de charge, la forme de cette interface, et en particulier l'épaisseur des films minces mis en jeu, a une grande influence sur les performances thermiques des DTD.

La mesure de l'épaisseur des films liquides est aussi un enjeu important dans l'étude de l'ensemble des systèmes où ont lieu des écoulements diphasiques. Cette épaisseur joue un rôle aussi bien dans leurs performances thermiques (résistance thermique, coefficients d'échanges, etc.) qu'hydrodynamiques (sections de passage, pertes de charge, limite d'assèchement, etc.). Un certain nombre de techniques ont donc été mises au point pour tenter de déterminer l'épaisseur de ces films minces dans diverses configurations.

Tibitiça *et al.* [101] ont publié en 2009 un article de synthèse sur les différentes techniques de mesure de l'épaisseur de tels films. Cette synthèse complète celles publiées par Jones et Delhaye [102] en 1976, Hewitt et Whalleyen [103] en 1980, et Snoek [104] en 1990.

Les différentes techniques de mesures peuvent être classées en trois catégories : les méthodes acoustiques, électriques et optiques [101]. Les méthodes acoustiques utilisent la propriété des ultrasons à être réfléchis et atténués lors de la traversée de l'interface liquide/vapeur. Les méthodes électriques sont basées soit sur la mesure de conductance, soit sur la mesure de capacité d'un élément de volume où interviennent les propriétés du fluide. Les méthodes acoustiques et électriques sont des méthodes non intrusives, mais ne permettent que des mesures locales, en un point fixe du système : elles ne peuvent donc être appliquées dans notre système pour mesurer l'évolution du rayon de courbure dans les rainures. Un grand nombre de méthodes optiques ont été développées pour la mesure de l'épaisseur de films liquides. La plupart de ces méthodes nécessitent l'ajout de particules ou d'éléments au sein du liquide (détermination d'interface par gradient de couleur, par fluorescence, par présence de particules diffusives, etc.). Desevaux *et al.* [105] ont ainsi étudié la récession des ménisques dans des rainures par une méthode de fluorescence induite par un laser. Ces méthodes ne sont toutefois pas utilisables pour l'étude des caloducs à pompage capillaire car les particules introduites s'accumuleraient à l'évaporateur sans pouvoir s'évaporer. De même, les mesures de vitesse d'écoulement par PIV ne sont pas utilisables dans ces applications. Parmi les méthodes optiques couramment utilisées pour mesurer des épaisseurs de films, nous pouvons citer l'ombroscopie. Cependant, cette méthode nécessite un système transparent sur ses deux faces, ce qui n'est pas réalisable dans notre cas à cause de la présence des sources chaudes et des sources froides. Les méthodes basées sur l'interférométrie par réflexion pourraient être mises en œuvre, mais elles demandent la mise au point d'un dispositif expérimental complexe.

Les méthodes utilisant les propriétés de réflexion de l'interface liquide-vapeur et du matériau du DTD sont plus faciles à mettre en œuvre dans notre système. Cependant, pour travailler en atmosphère saturée, la présence de la plaque transparente à traverser complique la mesure. Les méthodes basées sur la réflexion d'un faisceau incliné (réflexion d'un laser ou méthodes basées sur la réflexion totale à partir d'un angle critique) sont difficiles à mettre en œuvre à cause de la complexité des chemins optiques qu'engendre la plaque transparente.

La microscopie confocale à aberrations chromatiques longitudinales contrôlées est une méthode non intrusive basée sur la réflexion d'un rayon lumineux, permettant une mesure directe et orthogonalement à la plaque de visualisation. Elle semble donc particulièrement adaptée à la mesure de l'interface liquide-vapeur au sein de caloducs plats, comme l'a montré Rullière au cours de sa thèse [10].



En dehors de notre laboratoire, l'utilisation de la microscopie confocale pour l'étude de l'épaisseur de films liquides a notamment été mise en oeuvre par Zhou *et al.* [106] en 2009 et Lel *et al.* [107] en 2005. Dans les deux cas, l'objectif des auteurs était de mesurer l'épaisseur d'un film liquide ruisselant sur une paroi verticale.

### 2.5.2 Principe de fonctionnement de la microscopie confocale

La microscopie confocale permet une mesure non intrusive de la forme des films liquides à l'intérieur de la structure capillaire. Il faut pour cela réaliser un diffuseur étanche muni d'une plaque transparente permettant une mesure en atmosphère saturée. La microscopie confocale est généralement utilisée pour la mesure de la rugosité d'une surface. Une source lumineuse ponctuelle de lumière blanche traverse une lentille à aberrations chromatiques axiales contrôlées. L'image de la source ponctuelle blanche est un continuum de points monochromatiques répartis le long de l'axe optique (figure 2.10). Si une interface est présente dans l'espace de mesure, elle réfléchit l'image monochromatique correspondant à sa distance depuis la référence du système optique. La position de cette interface est déterminée par une analyse spectrométrique de l'image réfléchie (figure 2.11). Ce principe de mesure non intrusif permet de mesurer avec une très grande précision le profil d'une surface.

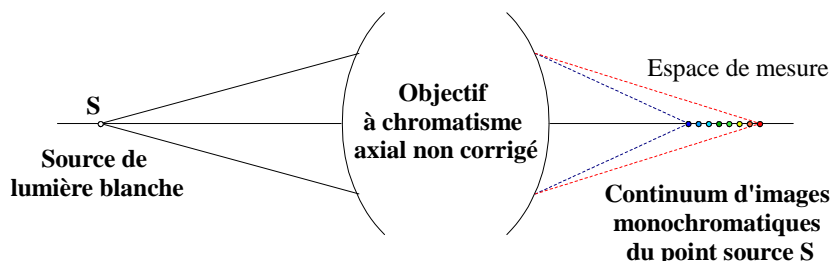


Figure 2.10 : Principe du codage chromatique

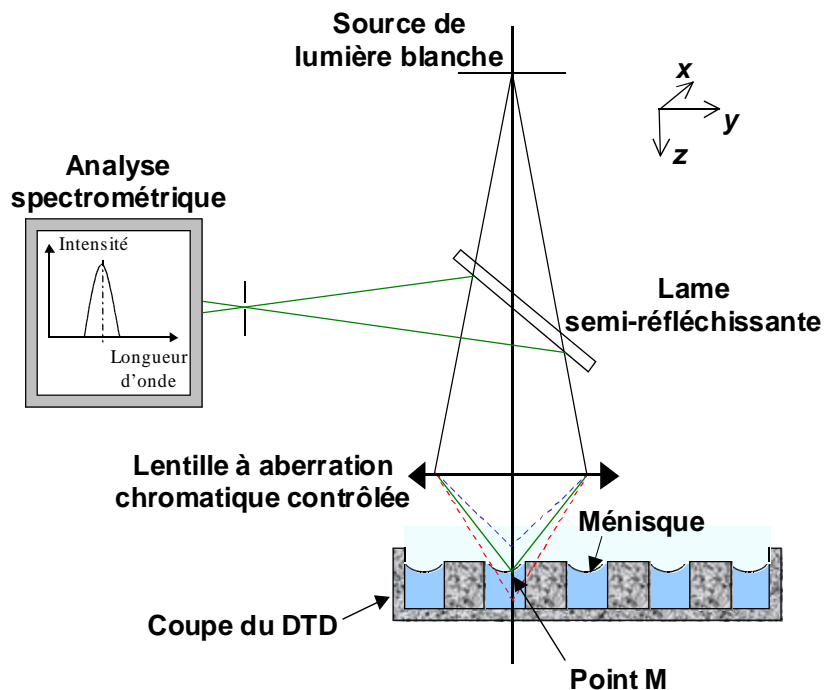


Figure 2.11 : Schéma de principe du microscope confocal

Le microscope confocal utilisé a été développé par la société STIL SA. Il s'agit de la station de mesure MICROMESURE2 associée au contrôleur CHR 150. La lentille à aberrations chromatiques contrôlées est montée dans un crayon optique fixé sur une table motorisée suivant la direction  $z$ . Le champ de mesure est de  $350\ \mu\text{m}$  et la distance de travail du crayon est de  $12,7\ \text{mm}$ . La précision de la mesure en altitude est de  $60\ \text{nm}$ . Le diamètre du faisceau lumineux est égal à  $3\ \mu\text{m}$ . La mesure étant ponctuelle, le diffuseur est monté sur une table micrométrique motorisée selon les axes  $x$  et  $y$ , permettant d'obtenir des profils ou des surfaces. Pour ce type de mesures, il est nécessaire de choisir une discrétisation, c'est-à-dire un pas d'acquisition, adaptée au type de ménisque mesuré.

L'acquisition des profils est effectuée grâce au logiciel SurfaceMap, développé par la société STIL SA. La détermination des rayons de courbure de chaque ménisque peut être réalisée à l'aide du logiciel commercial SPIP. Un code de traitement de données automatique a aussi été développé sous Matlab.

### 2.5.3 Correction optique pour l'utilisation de polycarbonate

En utilisation normale, la lentille à aberrations chromatiques contrôlées est protégée à l'intérieur du crayon optique par un hublot en verre, appelé hublot de référence. Lors de la visualisation d'une surface à travers une plaque transparente, l'utilisation d'un nouveau hublot de référence est nécessaire pour conserver les caractéristiques d'étalonnage du système. L'usinage d'un tel hublot a été effectué par la société STIL SA pour prendre en compte l'épaisseur de la plaque transparente à traverser dans notre application.

Cet étalonnage a été effectué pour compenser le chemin optique supplémentaire créé par la traversée d'une plaque de  $5\ \text{mm}$  d'épaisseur de B270. Pour le diffuseur à rainures longitudinales, une plaque en polycarbonate plus résistante aux contraintes mécaniques est utilisée. Son indice de réfraction étant sensiblement différent de celui du B270, nous devons faire une correction supplémentaire.

Pour cela, une surface inclinée parfaitement lisse et rectiligne (ici, la surface d'une plaque en B270) est visualisée, d'une part directement avec le hublot de référence d'origine, et d'autre part à travers la plaque en polycarbonate placée horizontalement avec le hublot de référence étalonné pour le B270 (figure 2.12). L'inclinaison de la plaque permet d'utiliser tout le champ de mesures du crayon optique de  $0$  à  $350\ \mu\text{m}$ . Afin de s'assurer que la distance entre la plaque de polycarbonate et la surface à mesurer n'a pas d'influence sur la correction à effectuer, trois séries de mesures (Mes1 à Mes3) ont été réalisées à des distances de  $2, 3$  et  $4\ \text{mm}$ .

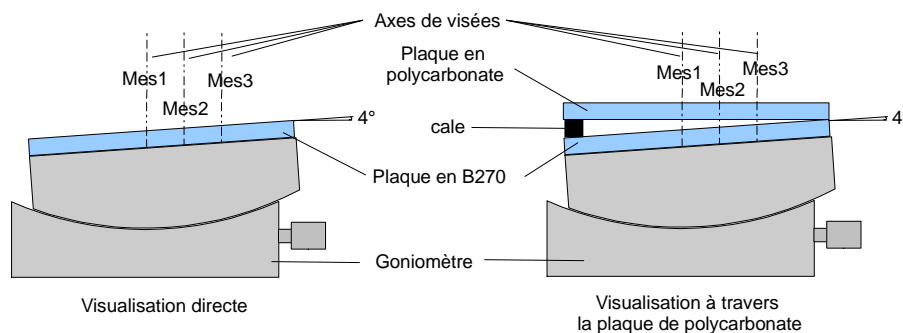


Figure 2.12 : Montage expérimental pour corriger les mesures du microscope à travers une plaque en polycarbonate

A chaque altitude mesurée à travers le polycarbonate, il est donc possible d'associer une altitude « réelle » qui correspond à celle mesurée en visualisation directe. La figure 2.13 représente les résultats pour les trois séries de mesures. La distance entre la plaque de polycarbonate et la surface à mesurer ne semble pas avoir d'influence sur la correction à effectuer. Nous avons donc choisi



d'effectuer une unique correction quelle que soit cette distance par un polynôme du second degré.

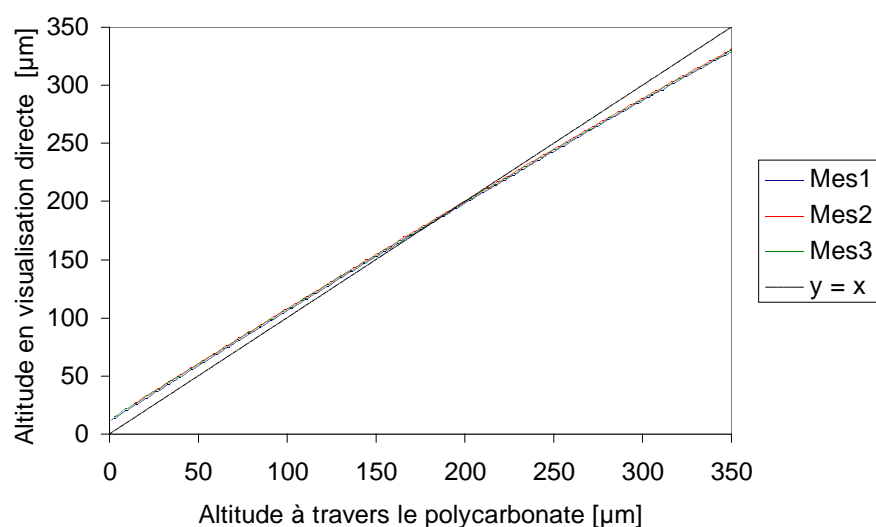


Figure 2.13 : Correction de la mesure à travers le polycarbonate

Dans le cas d'une visualisation effectuée à travers une plaque de 5 mm de polycarbonate avec le hublot de référence prévu pour une plaque de 5 mm de B270, la correction à effectuer est donc :

$$z_{réel} = -1,859 \cdot 10^{-4} z_{mesuré}^2 + 0,9763 z_{mesuré} + 11,53 \text{ avec } z_{réel} \text{ et } z_{mesuré} \text{ exprimés en } \mu\text{m} \quad (2.1)$$

## 2.5.4 Performances et limites de la microscopie confocale pour l'étude de DTD

### 2.5.4.1 Étude des ménisques dans une rainure

La figure 2.14 présente la superposition de deux profils obtenus au condenseur et à l'évaporateur du DTD à rainures longitudinales rempli avec du pentane. Les ménisques et le sommet des ailettes en cuivre sont aisément identifiables. A l'évaporateur, où le rayon de courbure est faible, la jonction entre le ménisque et le sommet des ailettes n'est pas visible, contrairement au condenseur. Lorsque le rayon incident intercepte une surface spéculaire ayant une pente importante par rapport à l'horizontale, le rayon est réfléchi en dehors du système de mesure, ce qui rend la visualisation impossible. L'angle limite donné par le constructeur est égal à  $27^\circ$ . Cela constitue une limite opérationnelle de la microscopie confocale car la zone d'accroche du ménisque est une zone critique dans le fonctionnement des DTD (transferts thermiques importants à travers le film mince et récession potentielle des ménisques dans les rainures). Néanmoins, cela n'empêche pas la mesure du rayon de courbure au centre de la rainure. Il est intéressant de noter que dans l'ensemble de nos mesures, le cercle obtenu à partir des points expérimentaux passe bien par le sommet des ailettes, ce qui tend à indiquer que le ménisque reste accroché à celui-ci, même à l'évaporateur.

La limitation de la pente observable de la surface est une forte contrainte pour l'observation de structures capillaires de très petites dimensions ( $< 100 \mu\text{m}$  environ). En effet, la surface des ménisques visible est alors particulièrement faible et ne permet pas de déterminer la forme du ménisque avec une précision suffisante. L'interface liquide-vapeur dans la structure capillaire constituée de picots au centre du diffuseur en silicium à rainures radiales n'a ainsi pas pu être étudiée.

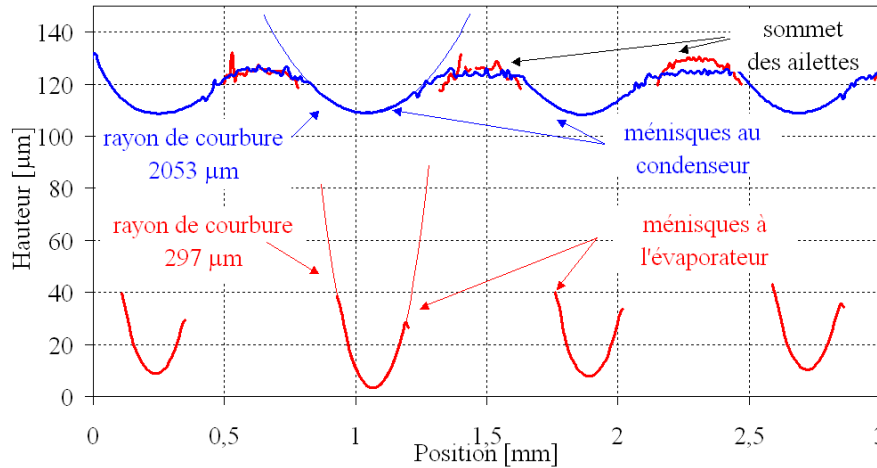


Figure 2.14 : Exemple de visualisation des ménisques au condenseur et à l'évaporateur (DTD à rainures longitudinales, rempli avec du pentane)

Afin de faciliter le traitement des données expérimentales, un code de post-traitement a été développé sous Matlab. Ce code permet de déterminer la valeur du rayon de courbure des ménisques, ainsi que l'incertitude associée à cette valeur.

Dans un premier temps, la partie centrale de chaque ménisque est sélectionnée puis isolée. Afin de déterminer le rayon de courbure du ménisque, un cercle est ajusté sur le profil expérimental par la méthode des moindres carrés, les paramètres à estimer étant les coordonnées du centre du cercle ( $x_0$  et  $y_0$ ) et son rayon. L'équation d'un cercle étant non linéaire, nous utilisons une procédure d'estimation de paramètres décrite par Beck et Arnold en 1977 [108], et utilisée par F. Lefèvre au cours de son doctorat [109]. Cette procédure permet de calculer l'incertitude associée à chaque paramètre en utilisant des outils statistiques. Elle est décrite en détails dans l'annexe B.1 .

Pour déterminer l'influence des conditions expérimentales sur l'incertitude obtenue, il est nécessaire de réaliser une étude numérique préliminaire sur la méthode utilisée. Pour cela, un profil circulaire de paramètres connus est artificiellement bruité et discrétisé en respectant les conditions de mesures expérimentales : pour l'ensemble des mesures de profil, un pas d'acquisition de 10 µm a été utilisé et la visualisation du ménisque a été effectuée sur une bande de 200 µm de large au centre de celui-ci. La procédure de détermination de paramètres est alors appliquée à ce profil bruité et l'incertitude engendrée sur la détermination du rayon de courbure est calculée. Ce calcul est répété pour une plage de rayons de courbure et une plage d'écart-types du bruit initial données. On obtient ainsi une cartographie des incertitudes expérimentales (figure 2.15).

Cette cartographie représente l'incertitude relative  $\sigma_r/r$  de la détermination du rayon de courbure du ménisque en fonction de la valeur de ce rayon de courbure et du bruit imposé au profil (caractérisé par son écart-type  $\sigma_r$ ). Une étude stochastique a aussi été menée et confirme la cartographie obtenue. On observe que l'incertitude relative sur la détermination du rayon de courbure augmente linéairement lorsque le rayon de courbure augmente. De même, elle augmente lorsque le bruit initial augmente.

Le but de la mesure étant de déterminer l'évolution de la pression capillaire au sein du diffuseur, il est intéressant de tracer l'incertitude associée à celle-ci. En négligeant l'incertitude sur la tension superficielle, on a :

$$\sigma_{P_{cap}}/P_{cap} = \sigma_r/r \quad (2.2)$$

La figure 2.16 présente la cartographie de l'incertitude associée à la pression capillaire. On observe que l'incertitude absolue sur la pression capillaire dépend peu du rayon de courbure du ménisque considéré. Pour un ménisque peu creusé, la grande incertitude relative sur la détermination

du rayon de courbure est compensée par la faible valeur de la pression capillaire dans ces conditions. La précision de la détermination de la pression capillaire ne dépend donc que du bruit de mesure. En pratique, dans des conditions expérimentales normales, l'écart-type associé à ce bruit de mesure est inférieur à  $0,2 \mu\text{m}$ , ce qui correspond à un écart-type sur la pression capillaire de l'ordre de  $0,5 \text{ Pa}$ . Cependant, nous montrerons dans le chapitre 3 que la dispersion physique des rayons de courbure entre les rainures est bien supérieure à l'incertitude de mesures.

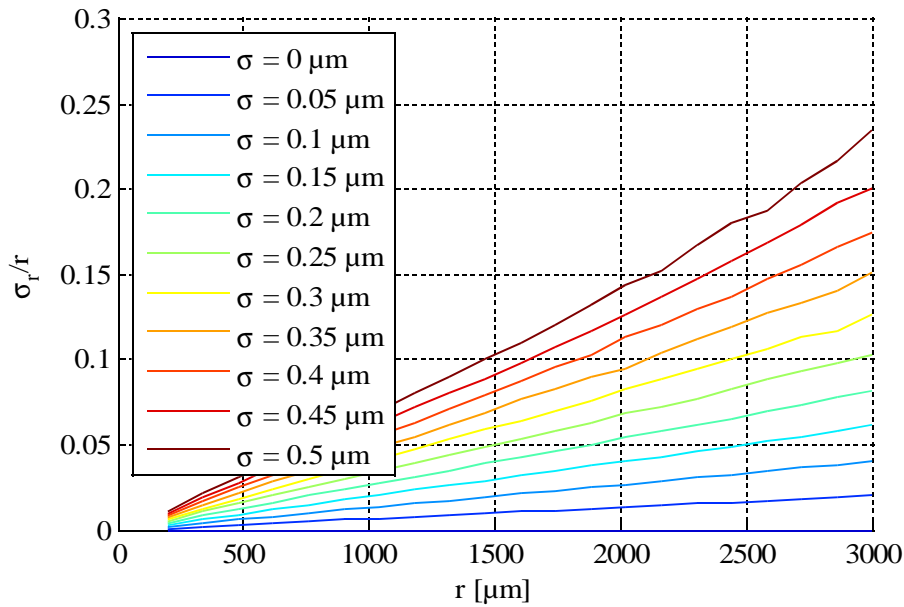


Figure 2.15 : Écart-type relatif associé à la détermination du rayon de courbure

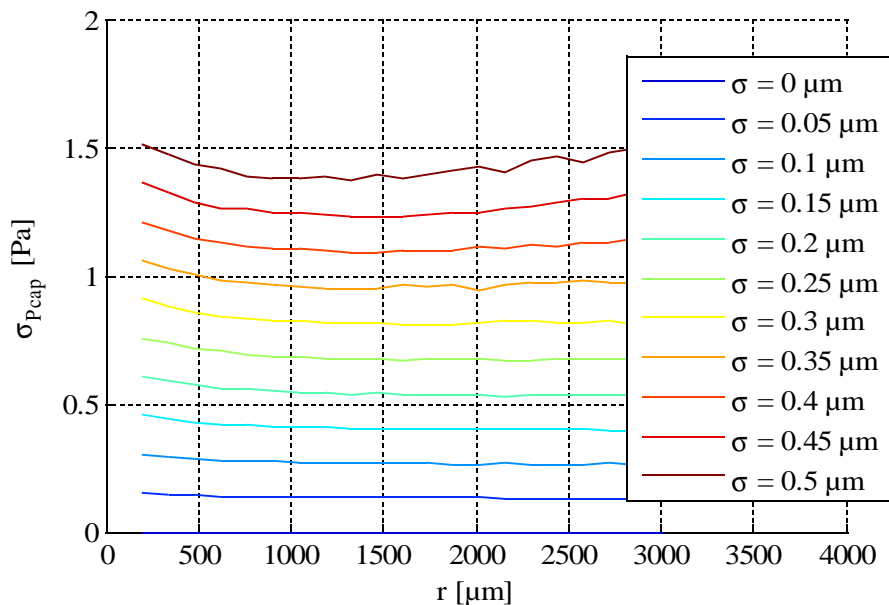


Figure 2.16 : Écart-type associé à la détermination de la pression capillaire

### 2.5.4.2 Étude de films minces

Un paramètre essentiel du fonctionnement des DTD est l'épaisseur du film liquide qui se dépose sur les ailettes dans la zone de condensation. Ce film de liquide crée en effet une résistance thermique importante. La difficulté de visualiser ce film par microscopie confocale provient de la proximité de l'interface liquide-vapeur avec la surface de l'ailette. Deux interfaces réfléchissantes sont ainsi présentes dans le champ de mesure du microscope et l'analyse spectrale de la lumière réfléchie devient plus délicate. La possibilité de mesurer ce film dépend de son épaisseur et de la nature de la surface de l'ailette. Les figures 2.17 et 2.18 présentent le profil de plusieurs rainures, dont les ailettes sont recouvertes d'un film de liquide de quelques micromètres d'épaisseur, respectivement pour le DTD en cuivre à rainures longitudinales et le DTD en silicium à rainures radiales. Sur une ailette en cuivre, le signal mesuré est extrêmement bruité. Le cuivre étant particulièrement réfléchissant, le système détecte soit l'interface liquide-vapeur, soit l'interface solide-liquide, vue à travers l'épaisseur de liquide. Ce type d'acquisition n'est pas exploitable pour déterminer de manière fiable l'épaisseur de liquide. Au contraire, sur une ailette en silicium, l'interface observée apparaît comme lisse car le silicium est beaucoup moins réfléchissant. La mesure des films est réalisable tant que leur épaisseur est supérieure à 2  $\mu\text{m}$ . La précision de la mesure n'est donc pas suffisante pour étudier la zone de jonction entre le ménisque dans la rainure et celui du condensat sur le sommet des ailettes.

Il est à noter que ce type de mesures nécessite de connaître a priori le profil de la plaque du diffuseur pour déterminer l'épaisseur des films liquides. Il est possible d'effectuer directement des mesures d'épaisseur avec le microscope confocal, mais cela nécessite de connaître l'indice de réfraction du liquide, et oblige à un traitement plus élaboré du signal de sortie du spectromètre afin de déterminer la position de deux interfaces simultanément.

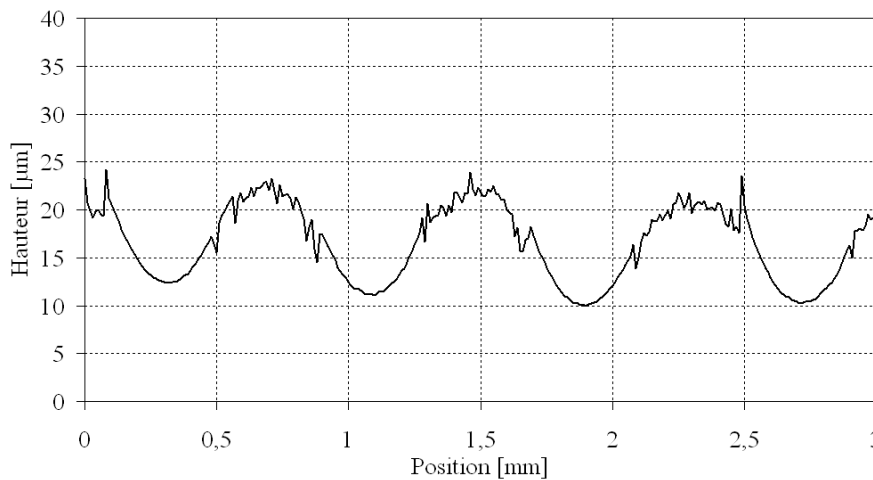


Figure 2.17 : Visualisation des films de condensats sur des ailettes en cuivre

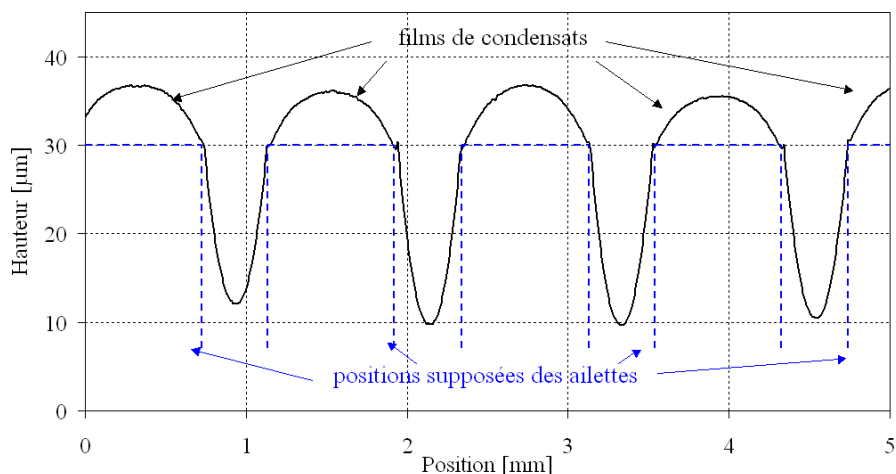


Figure 2.18 : Visualisation des films de condensats sur des ailettes en silicium

### 2.5.4.3 Étude de ménisques non cylindriques

Le DTD en cuivre à rainures croisées et le DTD en silicium comportent une structure capillaire formée par des picots carrés. Dans ces structures, les ménisques ne sont pas cylindriques et il faut déterminer les deux rayons de courbure principaux en chaque point de la surface pour en déduire une courbure moyenne. Cela nécessite d'effectuer des mesures de surfaces avec une résolution importante. La figure 2.19 présente une mesure de surface pour le diffuseur en cuivre à rainures croisées hors fonctionnement, mais en atmosphère saturée. Ce type de mesures nous permet de caractériser les écoulements dans le diffuseur à rainures croisées, malgré un temps d'acquisition élevé (de l'ordre de cinq minutes pour une surface de 1 mm x 1 mm avec un pas d'acquisition de 10 µm). L'acquisition et l'exploitation de ce type de mesures seront abordées en détail dans le chapitre 5.

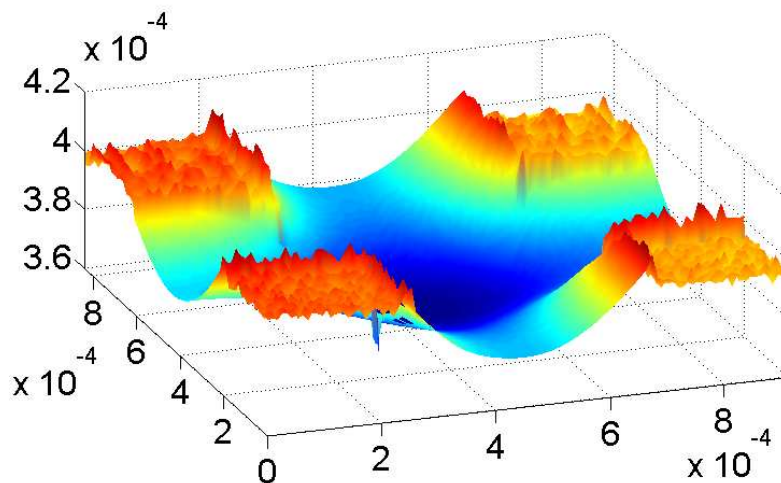


Figure 2.19 : Visualisation d'un ménisque entre quatre picots  
(les distances sont en mètres)

### 2.5.4.4 Étude en régime transitoire

La visualisation de profils ou de surfaces d'interface est limitée à des configurations qui ne varient pas dans le temps. En effet, le temps de balayage du crayon peut varier de quelques secondes,

pour une mesure de profil, à quelques heures, pour une mesure de surface en haute définition. L'utilisation du microscope confocal pour mesurer des phénomènes transitoires est donc particulièrement délicate et se limite à des mesures ponctuelles ou à des profils de petites dimensions.

#### **2.5.4.5 Conclusion sur la microscopie confocale**

La microscopie confocale est un outil performant pour caractériser les formes des ménisques, et donc indirectement les propriétés des écoulements et les performances thermiques dans des diffuseurs thermiques diphasiques. Elle est adaptée à la mesure d'interfaces cylindriques, qui peuvent facilement être caractérisées grâce à une mesure de profil. Cependant, un certain nombre de limites de cette technique ont pu être montrées au cours de cette thèse : la mesure d'interfaces inclinées, ou la mesure d'interfaces liquide-vapeur près d'une paroi réfléchissante sont particulièrement difficiles à obtenir. La mesure du microscope étant ponctuelle, il n'est possible d'observer que des phénomènes particulièrement stables à cause du temps de balayage qui peut être important. De même, la visualisation des DTD à forts flux thermiques n'est pas réalisable à cause de la présence d'ébullition à l'évaporateur, ce qui limite considérablement le champ d'investigation, comme nous le verrons dans les chapitres suivants.

En outre, la microscopie confocale permet l'analyse de ménisques non cylindriques. Ce type de ménisque nécessite des mesures de surfaces, beaucoup plus longues à obtenir si l'on souhaite conserver une résolution satisfaisante.

Enfin, la microscopie confocale peut aussi être appliquée à la mesure de films minces de quelques micromètres d'épaisseur seulement, sous réserve de bien choisir les matériaux utilisés. Il serait peut être possible de mesurer des films d'épaisseur encore plus fine avec un crayon de champ focal plus faible. La société STIL SA propose en effet un crayon avec un champ de 20  $\mu\text{m}$  de profondeur.

L'utilisation de la microscopie confocale appliquée à l'étude de DTD au sein du laboratoire a fait l'objet d'une conférence au congrès de la Société Française de Thermique en 2009 [110].

## **2.6 Conclusion**

Deux DTD en cuivre ont été réalisés afin d'étudier leurs performances thermiques et hydrodynamiques. Le premier DTD possède une structure capillaire composée de rainures longitudinales et le second de rainures croisées. Un troisième diffuseur, en silicium, permet l'étude des films liquides de condensation sur les ailettes. Les diffuseurs sont instrumentés par des thermistances permettant de mesurer leur champ de température.

Les DTD sont fermés hermétiquement par des plaques transparentes, ce qui permet la visualisation de l'interface liquide-vapeur au sein de la structures capillaire et donc la détermination de la courbure de cette interface grâce à un microscope confocal.



# Chapitre 3 : Étude expérimentale du diffuseur à rainures longitudinales

Dans ce chapitre, les résultats expérimentaux issus de l'étude du diffuseur en cuivre à rainures longitudinales sont présentés. Cette étude comporte deux volets : tout d'abord, les performances thermiques sont déterminées à l'aide des mesures de températures au sein du DTD pour différentes valeurs du taux de remplissage, de la puissance transférée et de l'épaisseur de l'espace vapeur. Dans le même temps, les phénomènes au sein de la phase liquide sont observés (localisation du liquide et ébullition nucléée). L'étude présentée dans cette section a fait l'objet d'une publication en 2008 [111].

Le second volet de l'étude porte sur la mesure de la forme de l'interface liquide-vapeur, et en particulier du rayon de courbure des ménisques dans les rainures qui permet de remonter au gradient de pression dans le diffuseur. Les résultats expérimentaux présentés ici ont fait l'objet d'une publication lors d'une conférence internationale en 2009 (ExHFT-7, Cracovie [112]).

## 3.1 Performances thermiques du diffuseur en fonctionnement

### 3.1.1 Étude à vide du diffuseur

Afin de quantifier l'effet du transfert de chaleur par conduction au sein du diffuseur, une étude thermique a été menée en absence de fluide caloporteur. Le flux de chaleur est imposé au niveau de la source chaude tandis que la température du bain thermostaté alimentant la source froide est maintenue à 0°C. Le profil de température le long du DTD est enregistré lorsque le régime permanent est atteint pour différents flux thermiques (figure 3.1). Au niveau de l'évaporateur, le gradient de température est plus faible car le bloc de cuivre constituant la source chaude tend à homogénéiser la température de cette zone. Pour les flux les plus élevés, la température décroît légèrement à l'extrémité de l'évaporateur. Ceci peut être expliqué par un effet d'ailette. Malgré le calorifugeage du DTD, la grande différence de température entre la source chaude et l'environnement ambiant induit des pertes thermiques. Nous pouvons estimer une limite supérieure de ces pertes thermiques en considérant la résistance thermique du système isolé. Le calorifugeage est constitué de 2 cm d'isolant de conductivité thermique de l'ordre de 0,1 W/mK. Les pertes par convection naturelle et par rayonnement sont prises en compte à l'aide d'un coefficient d'échange de l'ordre de 10 W/m<sup>2</sup>K. La surface d'échange vaut environ 0,03 m<sup>2</sup>. La résistance thermique entre le diffuseur et l'environnement est alors d'environ 10 K/W. Les pertes thermiques déterminées par cette estimation sont surestimées car les résistances de contact et le calorifugeage interne des sources chaude et froide du DTD ne sont pas pris en compte. Dans le cas du flux maximal (281 W) transféré par le diffuseur vide, la différence de température moyenne entre le diffuseur et l'environnement est de l'ordre de 90 K. Les pertes thermiques sont alors inférieures à 9 W environ.

Ces profils de température permettent de calculer la résistance thermique totale du diffuseur à vide  $R_{th0}$ , qui est égale au rapport entre la différence de température maximale au sein du DTD et le flux thermique transféré par le système. Elle correspond à la résistance thermique purement conductive du DTD. La figure 3.2 montre l'évolution de cette résistance avec le flux thermique imposé. L'incertitude sur l'estimation de la résistance thermique est calculée à partir des pertes thermiques évaluées par la méthode présentée ci-dessus. Cette incertitude augmente quand la différence de température moyenne entre le DTD et le milieu ambiant augmente et elle peut devenir importante quand le flux transféré est faible devant l'estimation des pertes thermiques. Au final, la



résistance conductive du DTD peut être considérée comme constante quelle que soit la puissance thermique et vaut donc  $0,47 \pm 0,01$  K/W.

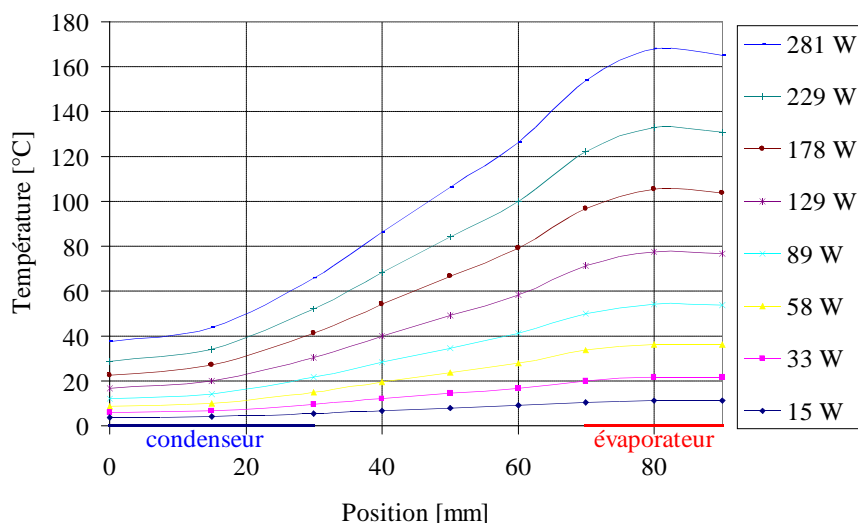


Figure 3.1 : Champ de température dans le diffuseur vide

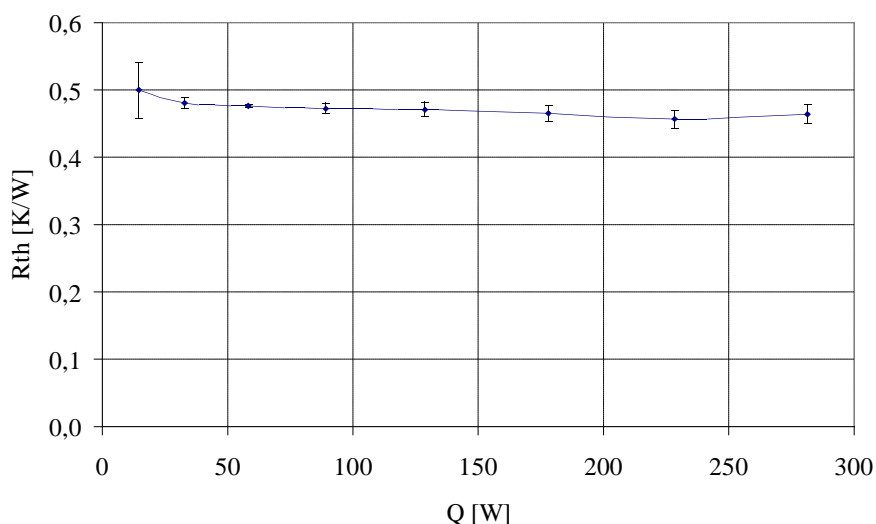


Figure 3.2 : Résistance thermique du diffuseur vide

### 3.1.2 Ébullition et hystérésis pour différentes charges

Dans cette section, le DTD a été testé en position horizontale. Le fluide utilisé est le méthanol et la température de saturation est maintenue constante à  $50^{\circ}\text{C}$ . L'épaisseur de l'espace vapeur est de 2 mm. Les profils de température dans le diffuseur sont mesurés pour des échelons successifs de flux thermiques à flux croissants, puis à flux décroissants. Pour chaque flux, les températures sont enregistrées lorsque le régime établi est atteint. Ces mesures ont été effectuées pour trois taux de remplissage différents.

Malgré l'isolation du DTD, les pertes thermiques conduisent à des incertitudes expérimentales sur le flux thermique transféré par le DTD. Dans les conditions expérimentales mises en place, les pertes thermiques ont été estimées à moins de 3 W pour une température de saturation de  $50^{\circ}\text{C}$ . L'incertitude relative sur le flux thermique est donc importante à faible flux (de l'ordre de 10 % pour  $q = 2,5$  W/cm<sup>2</sup>), mais elle peut être négligée pour les forts flux (inférieure à 2 % pour  $q = 13$  W/cm<sup>2</sup>).

### 3.1.2.1 Observation des écoulements pour un taux de remplissage donné

Dans cette partie, le taux de remplissage  $t_r$  est maintenu constant et est égal à 22 %.  $t_r$  est le rapport entre le volume de liquide dans le DTD et le volume total interne du système. Les figures 3.3 et 3.4 montrent le profil de température le long du DTD pour différents flux thermiques, à flux croissants et à flux décroissants respectivement. Le champ de température est relativement homogène à l'évaporateur. La source chaude est en effet un bloc de cuivre massif qui tend à homogénéiser la température de cette zone. Dans la zone du condenseur, le profil de température est identique à flux croissants et à flux décroissants. A l'évaporateur, les températures augmentent lorsque le flux thermique augmente de 1 à 9 W/cm<sup>2</sup>. Ensuite, le déclenchement de l'ébullition nucléée dans le DTD entraîne une chute de la température maximale du DTD. A flux décroissants, l'ébullition persiste jusqu'à environ 3 W/cm<sup>2</sup>. Les températures baissent continuellement lorsque le flux thermique imposé diminue. La variation de température en fonction de l'augmentation et de la diminution de flux thermique montre un hystérésis d'ébullition.

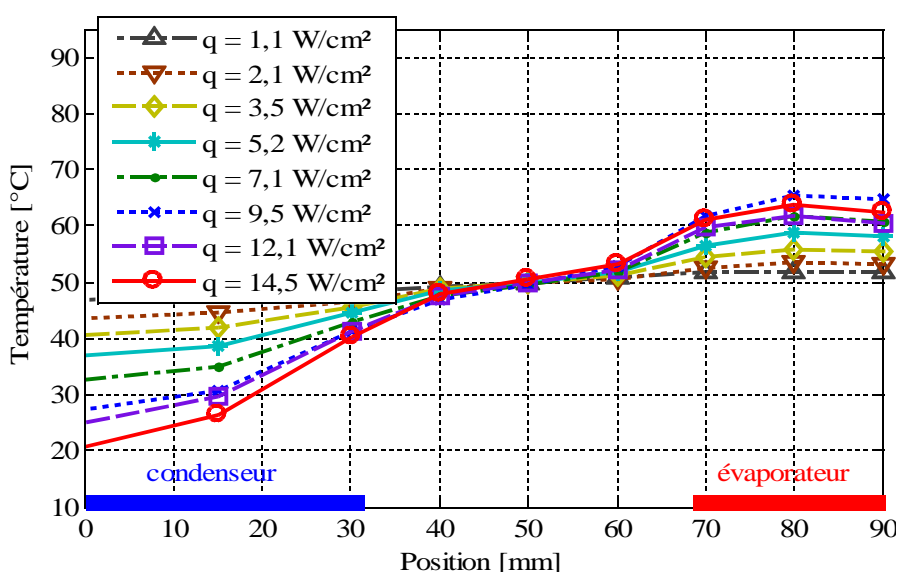


Figure 3.3 : Champ de température le long du DTD pour des flux croissants

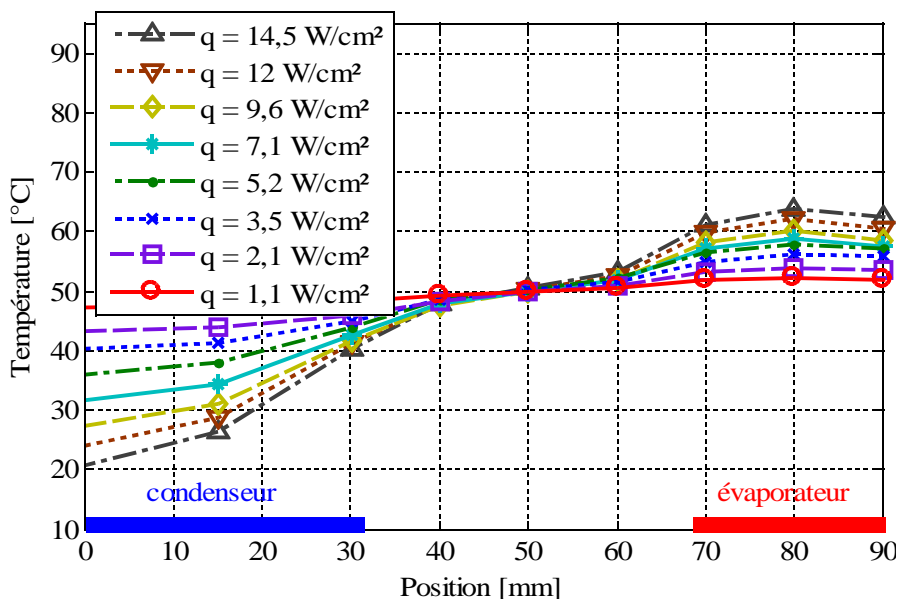


Figure 3.4 : Champ de température le long du DTD pour des flux décroissants

La figure 3.5 montre le champ de température dans le DTD en présence, ou non, d'ébullition (respectivement à flux décroissants et à flux croissants) pour une même densité de flux thermique imposée ( $q = 9,6 \text{ W/cm}^2$ ). La chute de température due à l'ébullition nucléée est ainsi de 5 K à l'évaporateur. Dans le même temps, la figure 3.5 montre que la présence d'ébullition n'a pas d'influence sur le champ de température au condenseur, ni dans la partie adiabatique.

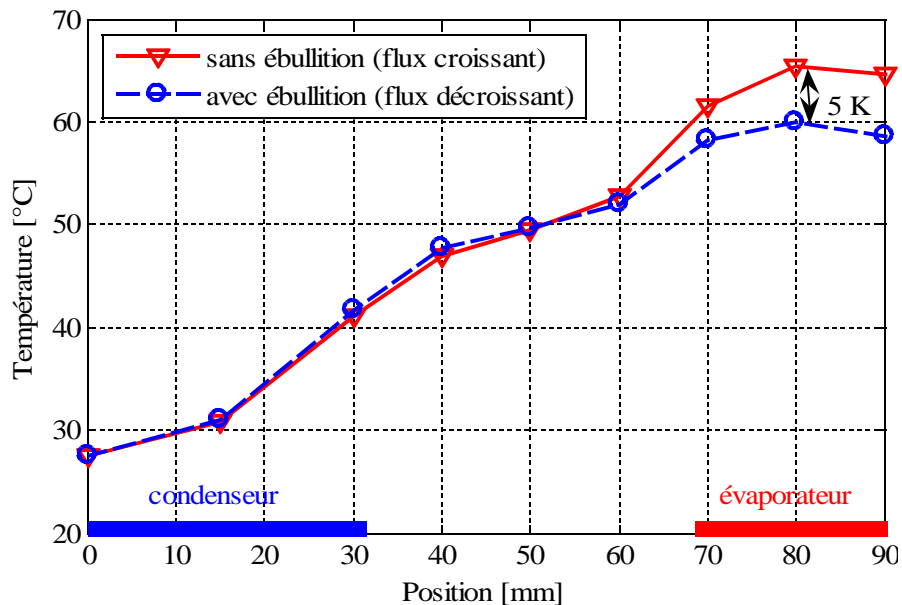
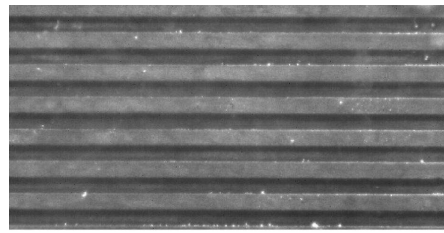
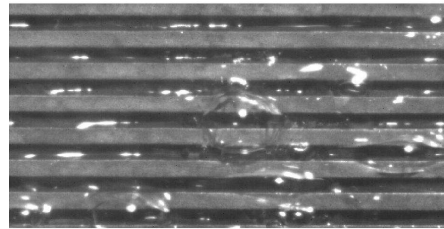


Figure 3.5 : Effet de l'ébullition nucléée sur le champ de température ( $q = 9,6 \text{ W/cm}^2$ )

La figure 3.6 est une photo de l'évaporateur sans (figure 3.6a) et avec (figure 3.6b) présence d'ébullition. Les bulles de vapeur naissent à la base des rainures. Elles croissent dans les rainures puis sur le sommet des ailettes. Lorsque leur diamètre atteint 1 à 2 mm, elles explosent. Dans la littérature, l'ébullition est considérée comme une limite de fonctionnement des DTD à pompage capillaire. Par exemple, Faghri [9] écrit dans son livre : « boiling in capillary driven heat pipes may severely affect the circulation of the fluid and lead to the boiling limit: large bubbles bursting at the liquid surface may disrupt the menisci established at the liquid-vapor interface and eliminate the capillary force circulating the liquid condensate ». Or, il s'avère expérimentalement que l'ébullition nucléée n'empêche pas le fonctionnement du DTD : le liquide continue de circuler du condenseur vers l'évaporateur dans les rainures, même en présence d'ébullition à l'évaporateur. Au contraire, l'ébullition augmente l'efficacité thermique du DTD grâce à deux phénomènes : d'une part, l'ébullition nucléée favorise les transferts thermiques et le changement de phase par rapport à ceux obtenus par simple évaporation à l'interface liquide-vapeur. D'autre part, l'explosion des bulles de vapeur permet de mouiller le sommet des ailettes, qui sont normalement sèches, ce qui participe à l'amélioration des échanges thermiques. Dans la littérature, peu d'études expérimentales traitent de l'influence de l'ébullition sur la structure capillaire. Nous pouvons tout de même citer les travaux de Chen *et al.* en 2007 [113] et de Wong et Kao, en 2008 [114]. La première équipe observe l'ébullition dans des rainures, mais en milieu non saturé, tandis que la seconde étudie le phénomène dans un DTD dont la structure capillaire est composée de toiles métalliques. Les systèmes des deux équipes fonctionnent normalement malgré la présence d'ébullition, mais ils ne concluent pas sur son influence sur la pression motrice capillaire maximum. Nous montrerons dans le chapitre 4 que l'ébullition ne semble en réalité pas affecter la limite capillaire du DTD.



a) Zone à l'évaporateur sans ébullition



b) Zone à l'évaporateur avec ébullition

*Figure 3.6 : Visualisation de l'évaporateur en fonctionnement*

Les performances thermiques d'un DTD peuvent être caractérisées par la résistance thermique totale  $R_{tot}$  du DTD mais aussi par les résistances thermiques à l'évaporateur  $R_{evap}$  et au condenseur  $R_{cond}$  :

$$R_{tot} = \frac{(T_{max} - T_{min})}{Q} \quad (3.1)$$

$$R_{evap} = \frac{(T_{max} - T_{sat})}{Q} \quad (3.2)$$

$$R_{cond} = \frac{(T_{sat} - T_{min})}{Q} \quad (3.3)$$

La résistance thermique totale du diffuseur est la somme des résistances thermiques au condenseur et à l'évaporateur. L'évolution de ces résistances thermiques en fonction du flux thermique est présentée sur la figure 3.7. Le sens d'évolution des flux thermiques (croissants ou décroissants) est symbolisé par des flèches.

A flux croissants,  $R_{evap}$  est sensiblement constante jusqu'à ce que  $q$  atteigne  $12 \text{ W/cm}^2$ , qui correspond au déclenchement de l'ébullition nucléée. La résistance thermique chute ensuite d'environ 40 %. Notons que le flux maximum atteint ( $15 \text{ W/cm}^2$ ) constitue une limite du banc d'essais, et non une limite de fonctionnement du DTD. En effet, pour  $q = 15 \text{ W/cm}^2$ , la température du liquide de refroidissement est proche de  $0^\circ\text{C}$  et il n'est plus possible de maintenir une température de saturation de  $50^\circ\text{C}$  pour des flux thermiques plus importants. A flux décroissants, l'ébullition persiste jusqu'à  $q = 3 \text{ W/cm}^2$  : pour un flux donné, les résistances thermiques sont donc inférieures à flux décroissants. A flux décroissants, la résistance thermique augmente néanmoins avec la diminution du flux thermique car le nombre de sites d'activation diminue progressivement.

L'évolution de la résistance thermique au condenseur avec le flux thermique est identique à flux croissants et à flux décroissants. La résistance thermique diminue quand le flux augmente dans les deux cas. Cela peut être expliqué par une augmentation des surfaces de condensation due à une modification de la position des réserves de liquide quand le flux, et donc les gradients de pressions augmente.

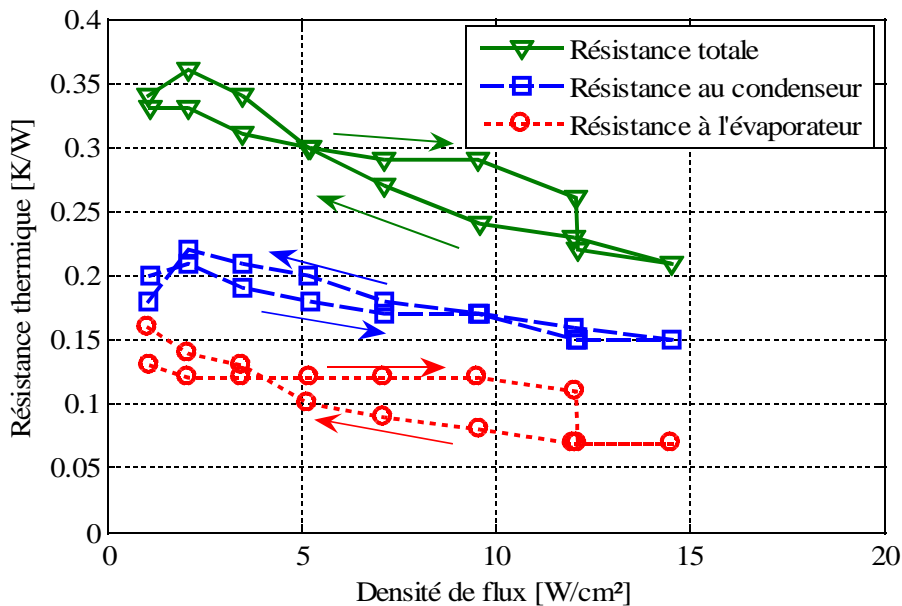


Figure 3.7 : Résistance thermique en fonction du flux thermique

Notons également que la résistance thermique est plus faible pour  $q = 1 \text{ W/cm}^2$  que pour  $q = 2 \text{ W/cm}^2$ . Ceci peut être expliqué par la réorganisation du liquide au sein du DTD qui a été observée à travers la plaque transparente au cours de l'expérience. En effet, selon les conditions de fonctionnement, certaines zones du diffuseur peuvent être noyées jusqu'à la plaque transparente. La figure 3.8 schématise différentes configurations observées en fonction du flux thermique imposé. Au repos, le liquide tend à se regrouper en un disque au centre du diffuseur et dans les coins du système (figure 3.8a). Pour des faibles flux thermiques, le liquide quitte les coins situés à l'évaporateur et tend à se regrouper au condenseur (figure 3.8b). Pour des flux supérieurs, l'interface liquide-vapeur et l'organisation du liquide évoluent sous l'effet des gradients de pressions dus aux écoulements liquide et vapeur (figure 3.8c et 3.8d). La réorganisation du liquide au condenseur a un effet notable sur les transferts thermiques : les zones noyées participent peu aux transferts thermiques à cause des faibles coefficients d'échange thermiques. Ainsi, la configuration 3.8a conduit à de meilleures performances thermiques que la configuration 3.8c.

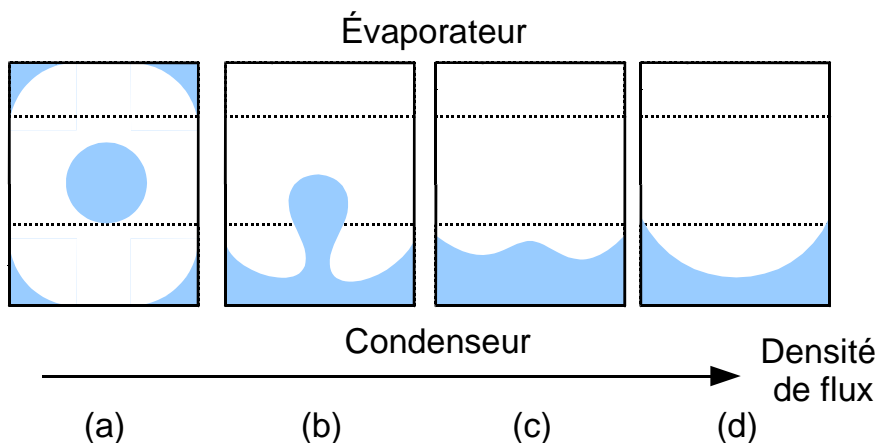


Figure 3.8 : Schématisation des zones noyées pour  $t_r = 22 \%$

### 3.1.2.2 Influence du taux de remplissage

Le DTD a été testé pour trois taux de remplissage différents :  $t_r = 8\%$ ,  $t_r = 11\%$  et  $t_r = 22\%$ . Ces trois taux de remplissage correspondent à un volume de liquide participant aux échanges thermiques valant respectivement 1,3, 1,6 et 2,8 fois le volume total des rainures. La figure 3.9 présente l'évolution des résistances thermiques totales en fonction du flux thermique pour ces trois taux de remplissage. Quel que soit le flux thermique imposé, les performances thermiques obtenues avec un taux de remplissage de 22 % sont plus mauvaises qu'avec un taux de remplissage de 8 %. En effet, la condensation ne peut pas avoir lieu dans la portion du condenseur qui est noyée. Ainsi la résistance thermique du condenseur augmente avec le taux de remplissage. La surface noyée peut être estimée à partir de la visualisation à travers la plaque transparente : pour un taux de remplissage de 22 %, environ 60 % de la surface du condenseur est noyée tandis que ce pourcentage est quasiment négligeable pour un taux de remplissage de 8 %. Si ce taux de remplissage conduit aux meilleures performances à bas flux, il conduit aux performances thermiques les plus mauvaises à haut flux.

La figure 3.10 présente les courbes d'ébullition obtenues pour les différents taux de remplissage. La surchauffe à la paroi est définie comme la différence entre la température maximale du diffuseur et la température de saturation. Les courbes obtenues pour les taux de remplissage de 11 % et 22 % sont sensiblement similaires, tandis que la surchauffe à la paroi est bien supérieure pour un taux de remplissage de 8 %. Ceci peut être expliqué par le fait que pour de faibles taux de remplissage, la quantité de liquide dans le diffuseur n'est pas suffisante pour permettre le remouillage de la paroi après l'explosion des bulles, ce qui se traduit par un assèchement partiel des rainures même pour de faibles flux.

Nous pouvons noter que pour un taux de remplissage de 8 %, la surchauffe à la paroi est identique à flux croissants et à flux décroissants pour des flux inférieurs à 12 W/cm<sup>2</sup>. On constate aussi que la surchauffe à la paroi au déclenchement de l'ébullition diminue quand le taux de remplissage diminue. Elle atteint 19 K (pour  $q = 12$  W/cm<sup>2</sup>) pour un taux de remplissage de 22 %, 15 K ( $q = 9$  W/cm<sup>2</sup>) pour un taux de remplissage de 11 % et seulement 6 K ( $q = 3$  W/cm<sup>2</sup>) pour un taux de remplissage de 8 %. A flux décroissant, l'ébullition nucléée s'interrompt autour de 3 W/cm<sup>2</sup> quel que soit le taux de remplissage.

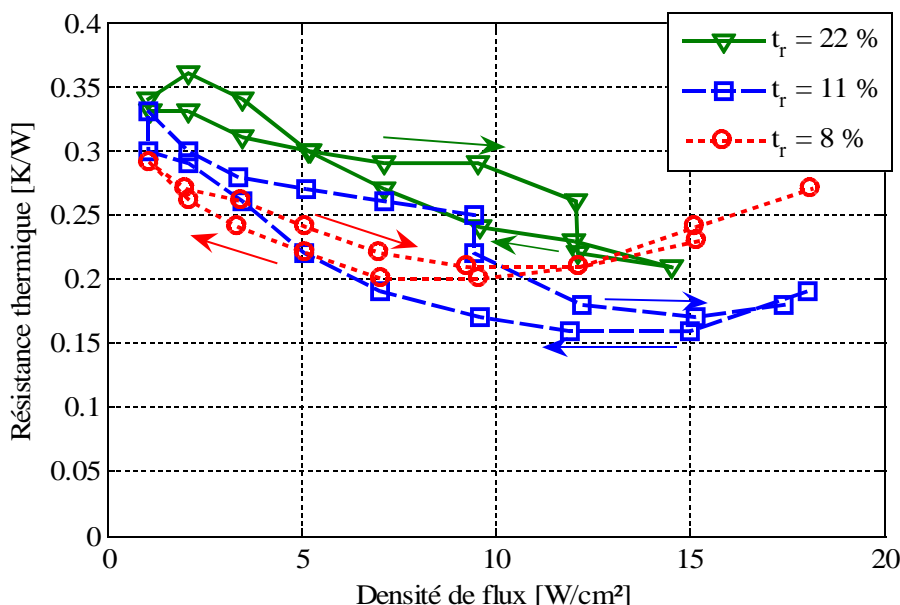


Figure 3.9 : Influence du taux de remplissage sur la résistance thermique totale du DTD

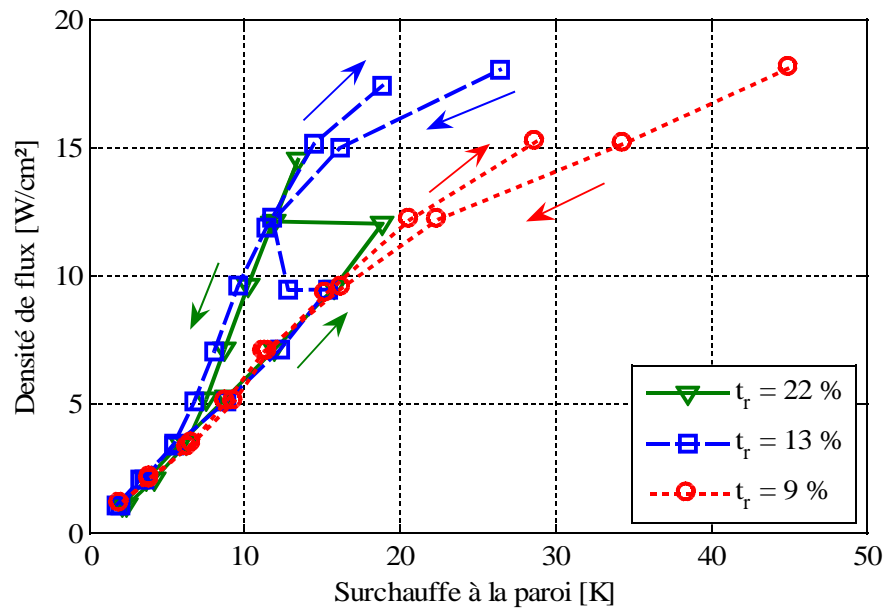


Figure 3.10 : Courbes d'ébullition pour différents taux de remplissage

Ces essais expérimentaux montrent que l'ébullition nucléée dans les rainures augmente les performances thermiques du DTD. L'ébullition ne constitue donc pas une limite de fonctionnement du système. Toutefois, si le flux thermique imposé est trop élevé, un assèchement partiel de l'évaporateur apparaît. La figure 3.11 est une photo prise grâce à une caméra rapide d'une zone de l'évaporateur pour un flux thermique de 15 W/cm<sup>2</sup> et un taux de remplissage de 11 %. Trois zones différentes peuvent être distinguées : près de la zone adiabatique, les échanges thermiques sont dus à l'évaporation à l'interface liquide-vapeur. Dans la zone centrale de l'évaporateur, l'ébullition nucléée est prépondérante. Enfin, une zone asséchée apparaît à l'extrémité de l'évaporateur, ce qui entraîne une augmentation de la résistance thermique (figures 3.9 et 3.10). La ligne d'ébullition dessinée sur la figure 3.11 est stable dans le temps, mais sa position diffère entre les configurations à flux croissants et à flux décroissants : pour une puissance donnée, la surface asséchée est plus importante à flux décroissants qu'à flux croissants. Nous observons ainsi un hystérésis d'assèchement, qui peut être expliqué par la difficulté pour le fluide de remouiller une zone asséchée.

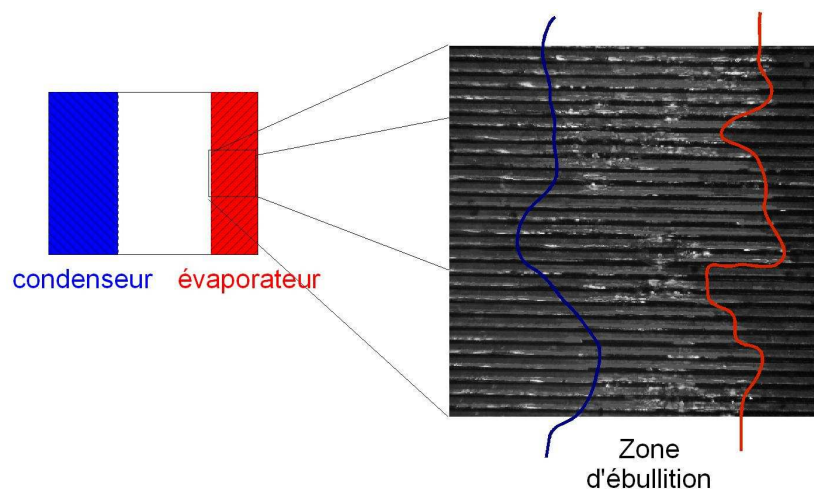


Figure 3.11 : Visualisation de l'assèchement partiel à l'évaporateur

Il semble qu'il existe un taux de remplissage optimum qui permet de minimiser la résistance thermique du DTD. En effet, la résistance thermique au condenseur décroît quand le taux de remplissage décroît, mais un faible taux de remplissage semble entraîner une diminution de la limite d'assèchement et peut ainsi augmenter la résistance thermique de l'évaporateur à haut flux. La figure 3.12 montre le profil de température le long des rainures pour  $q = 9,6 \text{ W/cm}^2$ , à flux décroissants, et pour les trois taux de remplissage étudiés dans cette partie. Pour un taux de remplissage de 8 %, la résistance thermique au condenseur est faible, mais la résistance thermique à l'évaporateur est élevée. Pour un taux de remplissage de 22 %, nous pouvons observer le contraire. Le taux de remplissage intermédiaire de 13 % semble être un bon compromis car une faible résistance thermique est observée à l'évaporateur et au condenseur. A noter que pour les trois taux de remplissage testés, le volume de liquide est supérieur au volume total des rainures. Pourtant, les rainures ne sont pas entièrement noyées : les ménisques sur le bord des DTD doivent donc jouer un rôle important dans la distribution du liquide dans la structure capillaire, comme nous le verrons par la suite.

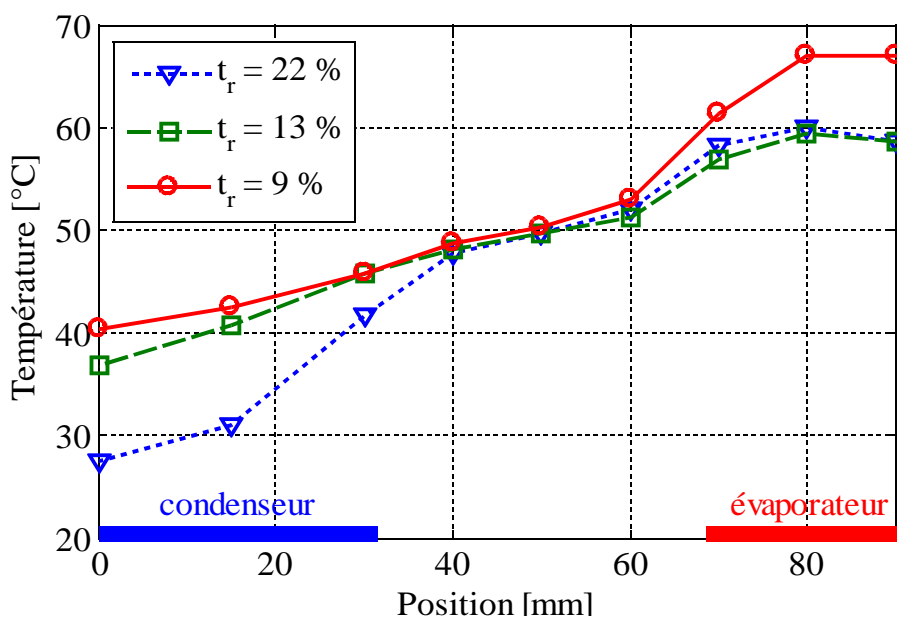


Figure 3.12 : Profil de température le long du diffuseur pour des flux décroissants ( $q = 9,6 \text{ W/cm}^2$ )

Cette première série de mesures nous a permis de mettre en évidence la présence d'ébullition à l'évaporateur pour des densités de flux relativement faibles. Contrairement à ce que l'on peut lire dans la littérature, cela n'empêche pas le fonctionnement du DTD, et peut au contraire améliorer les performances thermiques du système. De plus, ces performances thermiques dépendent de l'organisation du liquide au sein du diffuseur, ainsi que du flux thermique transféré. Il semble qu'il existe un taux de remplissage optimum qui minimise la résistance thermique du système. Afin de mieux comprendre le rôle des différents paramètres influant sur les performances thermiques des DTD, de nouvelles expériences ont été réalisées.

### 3.1.3 Influence de la charge et de l'espace vapeur

Des essais prolongés avec le méthanol ont montré que celui-ci pouvait attaquer chimiquement le polycarbonate au bout de plusieurs dizaines d'heures de fonctionnement. Les essais suivants ont été réalisés avec du n-pentane, qui offre une meilleure compatibilité chimique avec ce matériau.

Dans cette section, le DTD en cuivre à rainures longitudinales a été testé en position horizontale. La température de saturation a été maintenue à  $40^\circ\text{C}$  pour toutes les expériences. Les champs de température ont été enregistrés pour des paliers décroissants de taux de remplissage, pour différents flux thermiques imposés, ainsi que pour trois épaisseurs d'espace vapeur. L'ébullition est



présente au sein du DTD à partir de 3 W/cm<sup>2</sup>.

Les pertes thermiques ont été estimées à moins de 2 W pour cette température de saturation. L'incertitude relative du flux thermique transféré par le DTD est donc relativement faible : il est de l'ordre de 3 % pour un flux de 5 W/cm<sup>2</sup>.

### 3.1.3.1 Taux de remplissage optimal pour un espace vapeur fixé

Dans cette partie, l'épaisseur de l'espace vapeur est constante et égale à 2 mm. Le champ de température dans le DTD est mesuré pour trois différents flux thermiques ( $q = 5$  W/cm<sup>2</sup>,  $q = 7,5$  W/cm<sup>2</sup> et  $q = 10$  W/cm<sup>2</sup>) et pour un taux de remplissage variable. Expérimentalement, le taux de remplissage est déterminé en mesurant la hauteur de liquide dans le DTD en position verticale à 40°C. L'incertitude sur le taux de remplissage est essentiellement due à la méthode de mesure de cette hauteur et est estimée à 2 %.

La figure 3.13 présente un exemple des champs de température dans le DTD obtenus pour un flux de 7,5 W/cm<sup>2</sup> et pour un taux de remplissage variable. Ces champs de température sont utilisés pour déterminer les résistances thermiques à l'évaporateur, au condenseur et totale définies par les équations 3.1 à 3.3.

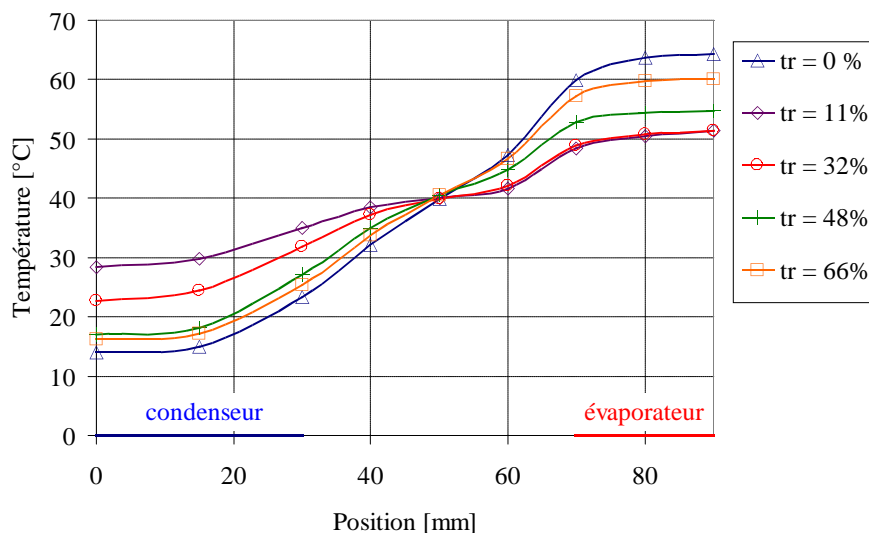


Figure 3.13 : Champ de température dans le DTD  
( $E_v = 2$  mm ;  $q = 7,5$  W/cm<sup>2</sup>)

Les figures 3.14 à 3.16 présentent l'évolution de ces résistances en fonction du taux de remplissage dans le DTD pour trois flux thermiques. Comme observé dans la partie 3.1.2, les résistances thermiques dépendent fortement de  $t_r$  : pour de faibles taux de remplissage, une partie de l'évaporateur est asséchée tandis que pour des forts taux de remplissage, le DTD est en partie noyé. Dans les deux cas, les coefficients d'échange thermique au condenseur et à l'évaporateur sont faibles. Il existe donc un taux de remplissage optimal pour minimiser la résistance thermique du système. L'efficacité du diffuseur, c'est-à-dire le rapport entre la résistance thermique à vide et la résistance pour le taux de remplissage optimal du DTD varie entre 2 et 2,35. Cette efficacité est relativement faible comparée à des diffuseurs décrits dans la littérature. Cela provient des faibles dimensions du DTD qui induisent une faible résistance thermique à vide. De plus, le DTD a été dimensionné pour faciliter l'étude des phénomènes de transport au sein du système, et non pour optimiser les performances thermiques et hydrodynamiques du système.

Notons que le flux thermique imposé ne semble pas affecter la résistance thermique au condenseur (figure 3.14), ce qui s'explique par le fait que celle-ci ne dépend que du pourcentage de la surface du condenseur noyée par le liquide. Par contre, l'augmentation du flux thermique diminue la

plage de taux de remplissage pour laquelle la résistance thermique à l'évaporateur est la plus faible (figure 3.15). A fort flux, un taux de remplissage supérieur est nécessaire pour prévenir l'assèchement de l'évaporateur. En effet, la distance entre l'évaporateur et la réserve de liquide au condenseur diminue quand le taux de remplissage augmente. Le taux de remplissage optimum est identique pour  $q = 5 \text{ W/cm}^2$  et  $q = 7,5 \text{ W/cm}^2$ , mais est différent pour  $q = 10 \text{ W/cm}^2$ . Pour ce flux, le taux de remplissage optimum côté condenseur n'est plus le même que celui côté évaporateur. En conséquence, la résistance thermique totale minimale du DTD est plus grande pour  $q = 10 \text{ W/cm}^2$  que pour des flux thermiques plus faibles (figure 3.16).

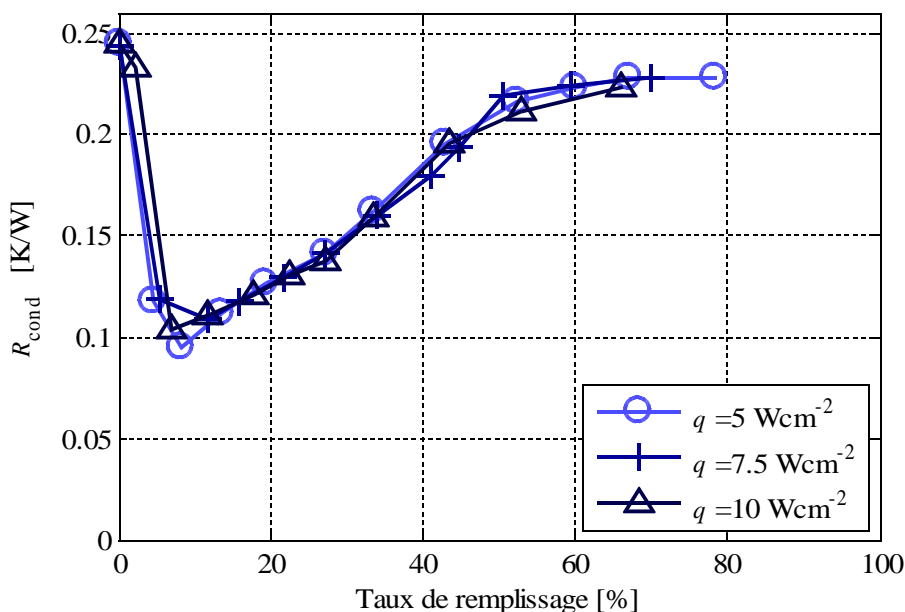


Figure 3.14 : Résistance thermique au condenseur en fonction du taux de remplissage ( $E_v = 2 \text{ mm}$ )

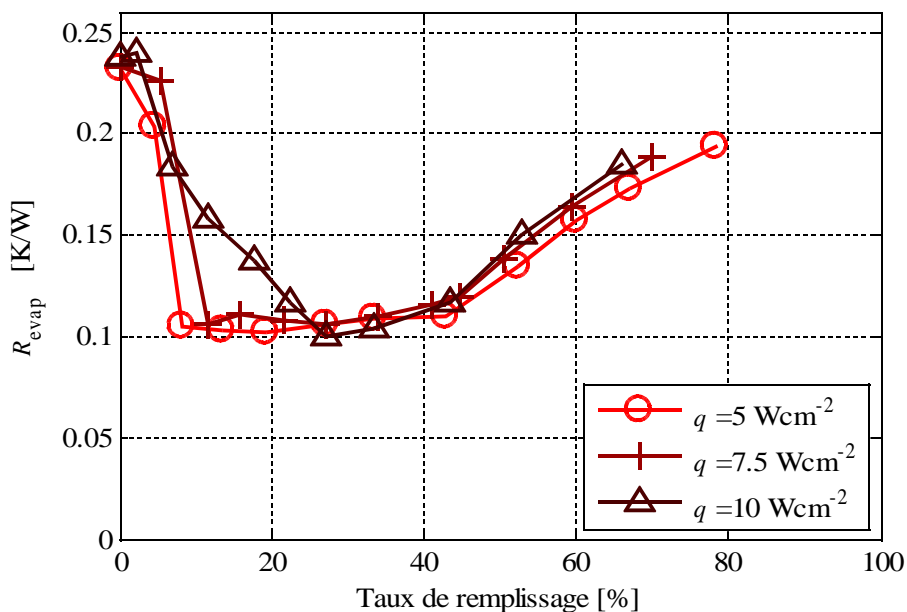


Figure 3.15 : Résistance thermique à l'évaporateur en fonction du taux de remplissage ( $E_v = 2 \text{ mm}$ )

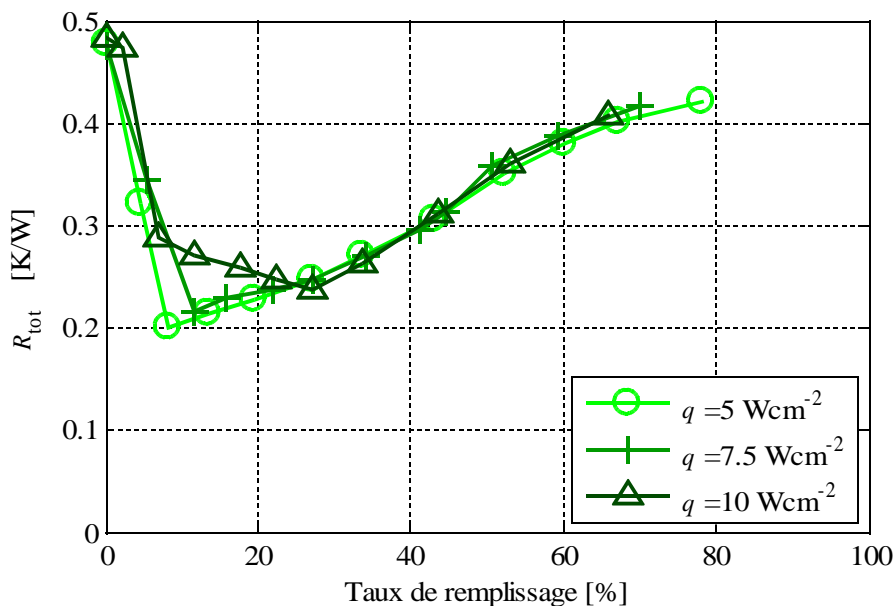


Figure 3.16 : Résistance thermique totale en fonction du taux de remplissage ( $E_v = 2 \text{ mm}$ )

### 3.1.3.2 Effet de l'espace vapeur sur les résistances thermiques

Dans cette partie, nous présentons l'évolution de  $R_{evap}$  et de  $R_{cond}$  en fonction de  $t_r$  pour trois épaisseurs d'espace vapeur ( $E_v = 1 \text{ mm}$ ,  $E_v = 2 \text{ mm}$  et  $E_v = 5 \text{ mm}$ ) et pour trois flux thermiques ( $q = 5 \text{ W/cm}^2$ ,  $q = 7,5 \text{ W/cm}^2$ ,  $q = 10 \text{ W/cm}^2$ ). Les figures 3.17 et 3.18 présentent la résistance thermique au condenseur pour ces paramètres. Pour de faibles épaisseurs d'espace vapeur, l'augmentation de  $E_v$  ne modifie pas  $R_{cond}$  de manière importante jusqu'à ce qu'une épaisseur critique soit atteinte. Nous discuterons de cette épaisseur critique dans le chapitre 4. Pour un espace vapeur plus épais, les caractéristiques de l'évolution de la résistance thermique au condenseur changent : la dégradation des performances thermiques lorsque le taux de remplissage optimal est dépassé est beaucoup plus rapide que pour des épaisseurs d'espace vapeur plus faibles. Seule une petite plage de taux de remplissage permet d'obtenir de faibles résistances thermiques. Cette différence de comportement peut s'expliquer par la distribution du liquide au sein du DTD : pour un faible espace vapeur, les effets capillaires sont importants et le liquide en excès est drainé sur les bords du diffuseur entre les plaques inférieure et supérieure du DTD. Pour des espaces vapeur plus épais, les forces de pesanteur sont prépondérantes et, si le volume de liquide dans le DTD dépasse le volume des rainures, le liquide est distribué de manière homogène sur la structure capillaire. Cela augmente la résistance thermique du système. Ainsi, si un espace vapeur épais permet de limiter les pertes de charge en diminuant la vitesse de l'écoulement, il empêche cependant la rétention du liquide sur les bords du DTD et peut ainsi entraîner l'ennoisement de la structure capillaire.

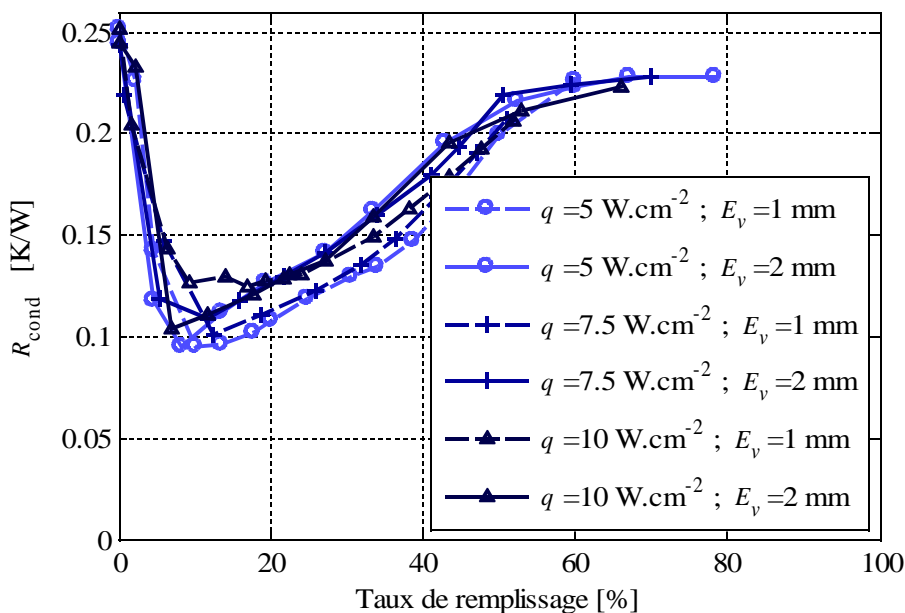


Figure 3.17 : Résistance thermique au condenseur en fonction du taux de remplissage ( $E_v = 1 \text{ mm}$  et  $E_v = 2 \text{ mm}$ )

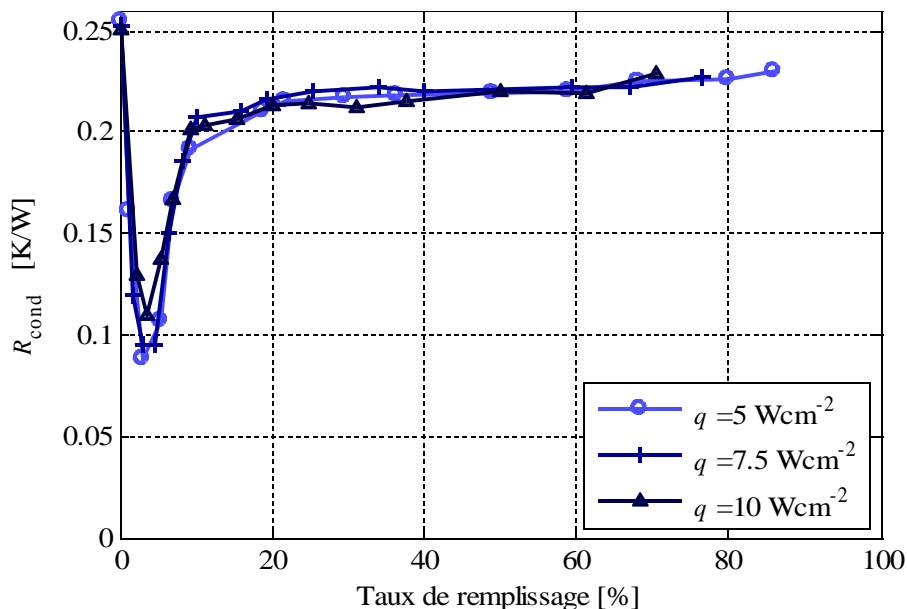


Figure 3.18 : Résistance thermique au condenseur en fonction du taux de remplissage ( $E_v = 5 \text{ mm}$ )

Les figures 3.19 et 3.20 présentent la résistance thermique à l'évaporateur pour les trois espaces vapeur. Pour  $E_v = 5 \text{ mm}$  (figure 3.20), l'évolution de la résistance thermique à l'évaporateur avec le taux de remplissage est très similaire à celle du condenseur (figure 3.18) : la distribution du liquide dans le DTD est principalement due aux forces gravitationnelles. Pour  $E_v = 1 \text{ mm}$  et  $E_v = 2 \text{ mm}$ , le taux de remplissage optimal dépend fortement du flux thermique et de l'épaisseur de l'espace vapeur. En effet, l'augmentation du flux thermique entraîne l'augmentation des pertes de charge dans les phases liquide et vapeur, ce qui peut engendrer l'assèchement de l'évaporateur. De plus, nous montrerons dans le chapitre 4 que la pression capillaire maximale que peut fournir la structure capillaire dépend fortement du taux de remplissage et de l'espace vapeur. Ces paramètres influent en effet sur le rayon de courbure moyen des ménisques dans le DTD, et donc sur la limite capillaire du système.

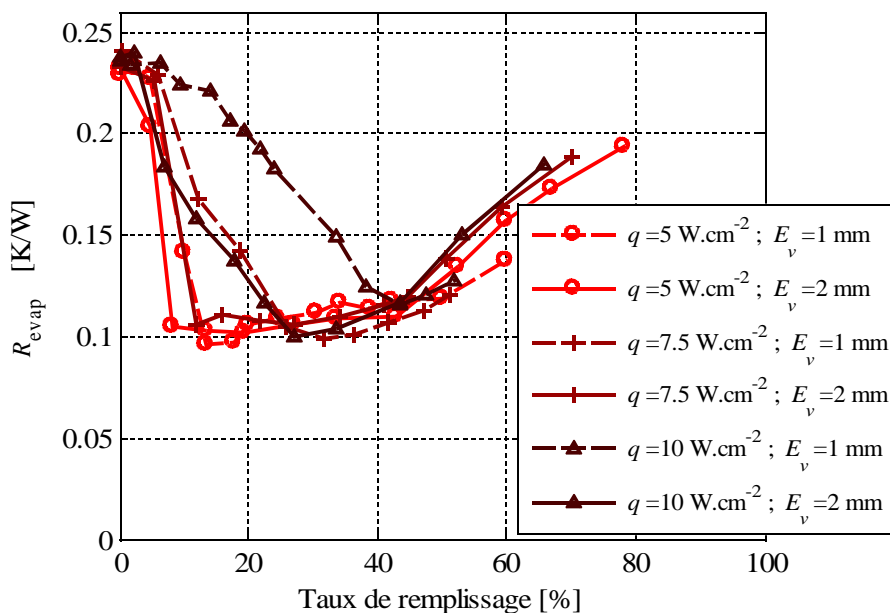


Figure 3.19 : Résistance thermique à l'évaporateur en fonction du taux de remplissage ( $E_v = 1 \text{ mm}$  et  $E_v = 2 \text{ mm}$ )

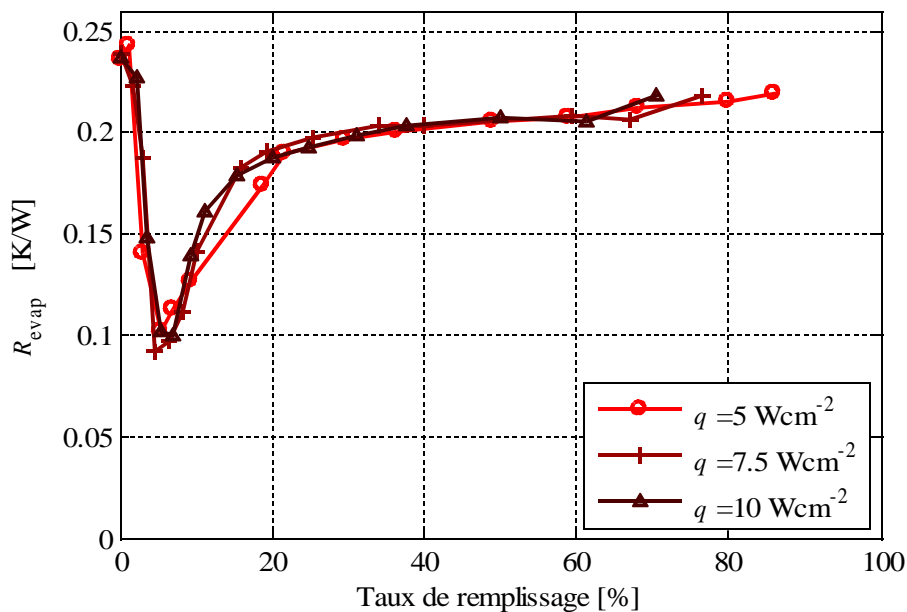


Figure 3.20 : Résistance thermique à l'évaporateur en fonction du taux de remplissage ( $E_v = 5 \text{ mm}$ )

### 3.1.3.3 Taux de remplissage optimal ou charge de liquide optimale ?

Le taux de remplissage est l'un des critères qui permet de comparer deux DTD dont les espaces vapeur ont des épaisseurs différentes. Il est aussi possible d'utiliser la charge en liquide, ou la charge en liquide adimensionnée  $V^*$  comme second critère. La charge en liquide adimensionnée est définie comme le rapport entre le volume de liquide contenu dans le DTD diminué du volume mort (vanne et tube de remplissage) et le volume total des rainures :  $V^* = (V_l - V_0)/V_r$ .  $V^*$  ne dépend donc pas de l'épaisseur de l'espace vapeur.

Les figures 3.21 et 3.22 présentent l'évolution de la résistance thermique totale du DTD pour un flux thermique de  $5 \text{ W/cm}^2$  et pour différents espaces vapeur, en fonction du taux de remplissage et de

$V^*$  respectivement. Il semble qu'il existe un unique  $V^*$  optimum quelle que soit l'épaisseur de l'espace vapeur tandis que le taux de remplissage optimum dépend de cette épaisseur.

Pour un taux de remplissage supérieur au taux de remplissage optimal, l'évolution de la résistance thermique avec le taux de remplissage est sensiblement similaire pour des espaces vapeur de 1 mm et 2 mm (figure 3.21). De plus, l'évolution de la résistance thermique avec la charge en liquide adimensionnée est similaire pour des espaces vapeur de 1 mm et 5 mm, tandis que les performances thermiques se dégradent plus doucement pour un espace vapeur de 2 mm lorsque la charge de liquide augmente au sein du DTD (figure 3.22). Ceci peut être expliqué par le fait que pour  $E_v = 1$  mm et  $E_v = 5$  mm, la résistance thermique augmente rapidement quand le volume de liquide dépasse sa valeur optimale à cause de l'ennoiement rapide d'une grande partie du DTD. Pour  $E_v = 1$  mm, l'ennoiement est dû à la finesse de l'espace vapeur tandis que pour  $E_v = 5$  mm, l'ennoiement est dû aux effets gravitationnels. Pour un espace vapeur de 2 mm, le liquide en excès est drainé sur les bords du DTD et n'entraîne qu'une faible détérioration des performances thermiques du DTD.

La pertinence du choix du critère pour comparer des DTD possédant des épaisseurs d'espace vapeur différentes dépend ainsi des conditions expérimentales. Même s'il semble qu'il existe une charge optimale quelle que soit l'épaisseur de l'espace vapeur, le taux de remplissage semble être un critère plus représentatif de l'évolution de la résistance thermique avec la quantité de liquide au sein du DTD tant que le liquide reste confiné entre les plaques et que l'on n'observe pas l'ennoiement dû aux effets gravitationnels. Il serait toutefois intéressant d'effectuer cette étude avec des DTD de géométries différentes et possédant des structures capillaires différentes afin de confirmer, ou non, cette tendance. De même, il faudrait réaliser plus de mesures autour de la charge optimale afin de confirmer l'existence d'une valeur de  $V^*$  optimale unique quelle que soit l'épaisseur de l'espace vapeur du DTD. Malheureusement, en l'état, la précision sur la mesure de la charge au sein du DTD n'est pas suffisante pour conclure.

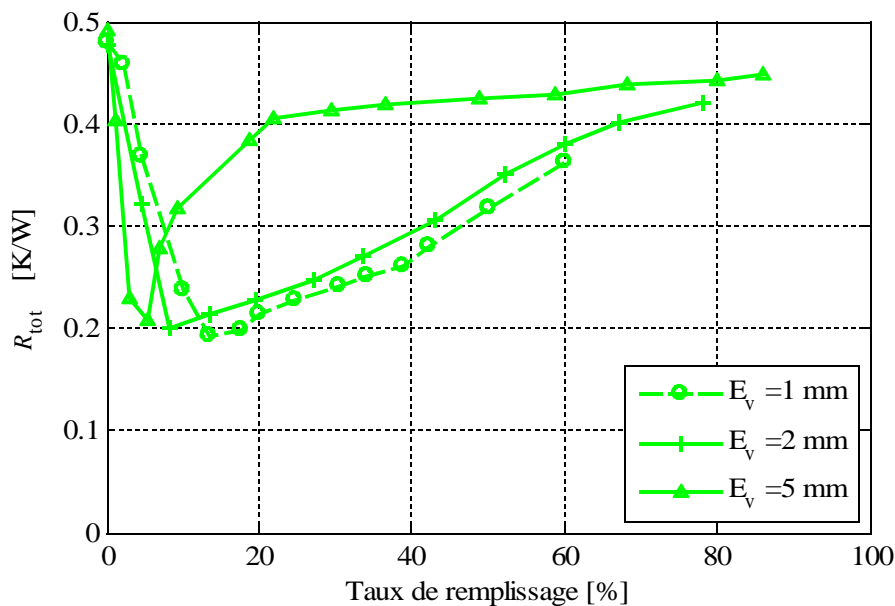


Figure 3.21 : Résistance thermique totale en fonction du taux de remplissage, pour différents espaces vapeur ( $q = 5 \text{ W/cm}^2$ )

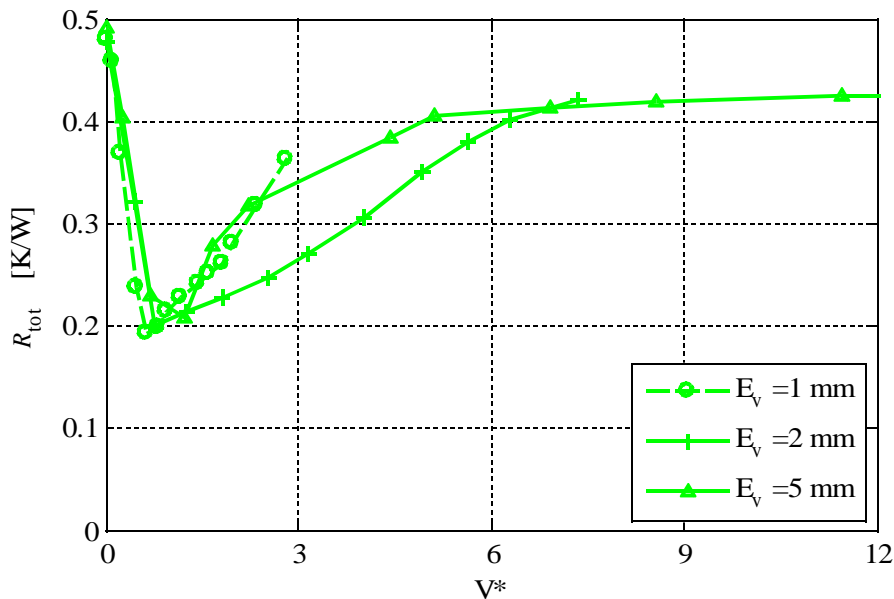


Figure 3.22 : Résistance thermique totale en fonction de la charge en liquide, pour différents espaces vapeur ( $q = 5 W/cm^2$ )

### 3.1.4 Conclusion

Cette série d'expériences permet de mettre en évidence les différents paramètres qui influent sur les performances thermiques du DTD : le taux de remplissage, l'épaisseur de l'espace vapeur, le flux thermique imposé et la présence ou non d'ébullition sont autant de facteurs qui jouent un rôle important dans les transferts thermiques au sein des DTD. La plupart de ces paramètres ne sont pourtant pas pris en compte dans les modèles de DTD décrits dans la littérature. Afin de mieux appréhender les phénomènes physiques mis en jeu, une étude des rayons de courbure des ménisques dans les rainures du DTD a été menée.

### 3.2 Caractérisation des ménisques dans les rainures du DTD

Les transferts thermiques au sein des DTD dépendent fortement de la forme de l'interface liquide-vapeur, et en particulier de l'épaisseur des films minces dans la structure capillaire. Dans les rainures, la courbure des ménisques est directement liée à la pression capillaire et donc aux gradients de pression dans le DTD. Dans cette section, le rayon de courbure des ménisques dans les rainures est mesuré par microscopie confocale afin de mieux comprendre les écoulements au sein de la structure capillaire, ainsi que l'organisation globale du liquide dans le DTD. Du fait de l'utilisation du microscope confocal, l'étude est limitée à des configurations pour lesquelles l'ébullition ne se produit pas. Le fluide utilisé est le n-pentane.

Après une validation du dispositif expérimental hors fonctionnement, et une étude de la dispersion des mesures des rayons de courbure dans les rainures pour un DTD en fonctionnement, l'influence de la charge et de l'épaisseur de l'espace vapeur est présentée pour une orientation horizontale. Enfin, le système a été étudié en position inclinée, avec un espace vapeur de 2 mm. L'ensemble de ces mesures constitue une base de données expérimentales que l'on pourra comparer avec les résultats des modèles numériques.

### **3.2.1 Procédure expérimentale**

Sur le banc de mesure du microscope confocal, il n'est plus possible de calorifuger entièrement le diffuseur. Afin d'éviter la condensation sur la plaque transparente, un fil chauffant, alimenté par une alimentation à courant continu et fixé sur une plaque en nitrile de 1 mm d'épaisseur est plaqué contre celle-ci. La puissance dissipée par ce fil, de 3 W, permet de compenser les pertes thermiques du diffuseur. Une fenêtre de 15 mm de large est découpée dans la plaque en nitrile afin de permettre la visualisation du liquide. Une dizaine de rainures, situées au centre du DTD, sont ainsi visualisées avec un pas d'espace de 5 mm le long de l'axe  $x$ . Les ménisques des extrémités du DTD ne peuvent pas être observés à cause de la bride de serrage qui empêche le positionnement du crayon optique près des extrémités. Ainsi, les rainures ne peuvent être observées que de  $x = 15$  mm à  $x = 75$  mm. Dans cette section, la plaque transparente est en polycarbonate et une correction, liée à la prise en compte du chemin optique exact, est effectuée sur les mesures brutes (voir paragraphe 2.5.3). Le calcul des rayons de courbure de chaque ménisque est ensuite effectué grâce à un code de traitement des fichiers de mesures sous Matlab. Chaque ménisque est d'abord repéré et isolé, puis le rayon de courbure est calculé en ajustant un cercle au profil expérimental par la méthode des moindres carrés.

Nous présentons dans les paragraphes suivants l'évolution de la moyenne des rayons de courbure sur l'ensemble des rainures visualisées, ainsi que l'incertitude associée à ces moyennes. Une attention toute particulière est portée à la détermination des incertitudes sur les valeurs mesurées. Les procédures de calcul sont décrites dans l'annexe B.2.

Parallèlement à la mesure des rayons de courbure, le champ de température dans le DTD est enregistré pour chaque série de mesures. Ces champs de température ne sont pas présentés ici, mais seront utilisés lors de la comparaison avec les résultats issus des modèles numériques.

### **3.2.2 Validation du dispositif expérimental**

Afin de valider le dispositif expérimental et la procédure de traitement des fichiers de mesures, nous effectuons une mesure des rayons de courbure des ménisques dans les rainures dans le cas d'un diffuseur incliné, au repos. Il est à noter qu'il n'est pas possible d'incliner le diffuseur par rapport au microscope car le faisceau issu du crayon optique doit arriver perpendiculairement à la plaque transparente du DTD pour que la mesure soit correcte. C'est donc l'ensemble microscope et diffuseur qui est incliné. L'inclinaison est ajustée à l'aide de cales et d'un goniomètre de précision. La précision de l'inclinaison ainsi obtenue est de  $0,1^\circ$ .

La pression capillaire, c'est-à-dire la différence de pression entre la phase vapeur et la phase liquide au voisinage du ménisque, peut être calculée à partir du rayon de courbure du ménisque et de la tension superficielle à l'aide de la relation de Laplace-Young. Théoriquement, la variation de pression dans le liquide correspond à la variation de pression hydrostatique du fluide. Elle respecte l'équation :

$$\frac{dP_l}{dx} = \rho_l g \sin \theta \quad (3.4)$$

Les figures 3.23 et 3.24 représentent respectivement l'évolution des rayons de courbure et l'évolution des pressions capillaires le long du diffuseur incliné au repos. Le fluide utilisé est du n-pentane et le diffuseur est à température ambiante ( $20^\circ\text{C}$ ). Deux inclinaisons ont été utilisées :  $2,5^\circ$  et  $5^\circ$ . Les marqueurs représentent les moyennes des valeurs mesurées sur une dizaine de rainures. Les traits pleins sont les évolutions théoriques des valeurs en considérant l'équation 3.4. Leurs pentes sont respectivement égales à 259 Pa/m et 518 Pa/m.

Les mesures sont en très bon accord avec les valeurs théoriques et permettent de valider notre procédure expérimentale.



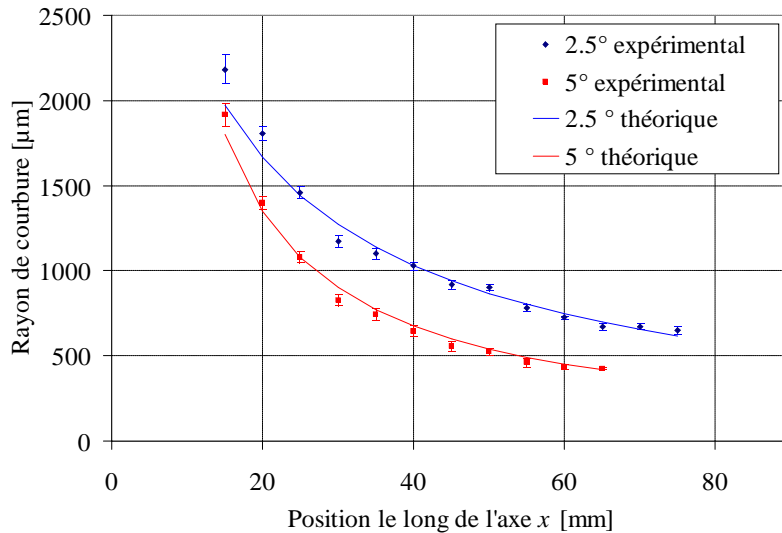


Figure 3.23 : Évolution des rayons de courbure pour un diffuseur incliné au repos

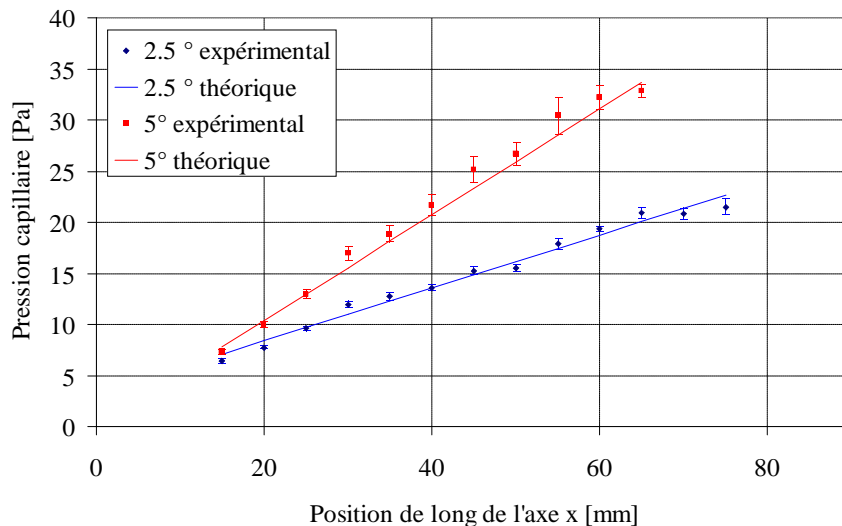


Figure 3.24 : Évolution des pressions capillaires pour un diffuseur incliné au repos

### 3.2.3 Étude de la dispersion des mesures

#### 3.2.3.1 Dispersion des mesures dans le DTD en fonctionnement

Afin de déterminer la manière de calculer l'incertitude sur la mesure des pertes de charge, il est intéressant d'étudier la dispersion des mesures entre les rainures. Les figure 3.25 et 3.26 représentent l'évolution du rayon de courbure mesuré dans chaque rainure pour un espace vapeur de 2 mm, un flux imposé à l'évaporateur de 6,3 W/cm<sup>2</sup> et un taux de remplissage respectivement égal à 9 % et à 13 %.

En plus du bruit de mesure, dont l'incertitude associée est représentée par des barres verticales, il semble exister deux types de dispersion pour la valeur des rayons de courbure dans les rainures. Le premier type est une dispersion « temporelle » : pour une rainure donnée, le rayon de courbure n'évolue pas régulièrement le long du DTD (figure 3.25). Cette incertitude est qualifiée de temporelle car un temps d'acquisition, de l'ordre de quelques secondes, sépare les mesures de profil pour chaque position selon l'axe x. Cette dispersion semble être due à des vagues ou à des oscillations de l'interface

liquide vapeur. Le deuxième type de dispersion est une dispersion spatiale : pour une même position  $x$ , les rayons de courbures ne sont pas égaux d'une rainure sur l'autre (figure 3.26). Cette dispersion est aléatoire et dépend des essais.

L'origine de ces dispersions provient de phénomènes physiques et l'incertitude qu'elles engendrent est bien supérieure à l'incertitude de mesures de la valeur des rayons de courbure. Elles sont d'autant plus élevées que le flux imposé est grand, et donc que le déclenchement de l'ébullition nucléée est proche. Des flux élevés favorisent les oscillations des interfaces, ainsi qu'une disparité dans le fonctionnement de chaque rainure.

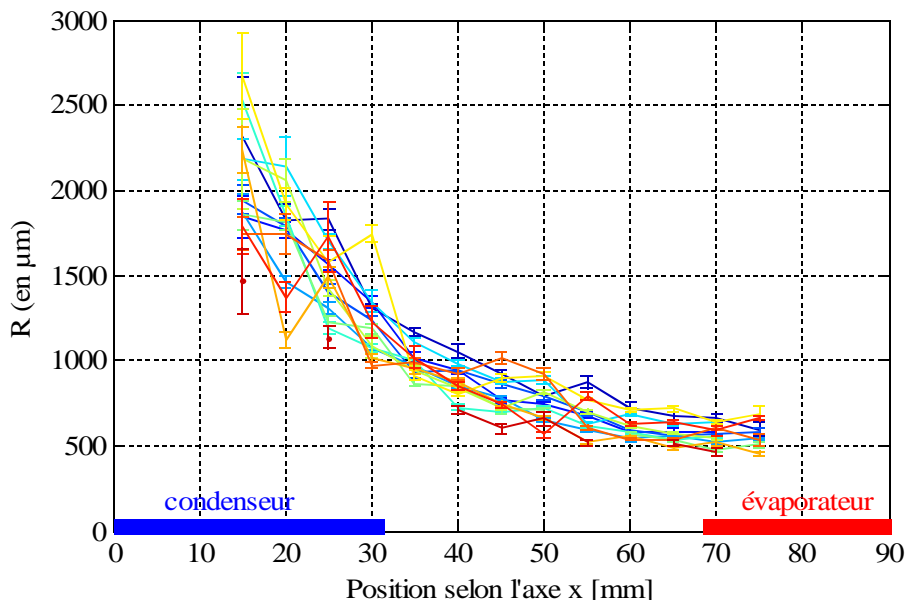


Figure 3.25 : Dispersion des rayons de courbure dans les rainures  
( $q = 6,3 \text{ W/cm}^2$  ;  $t_r = 9 \%$ )

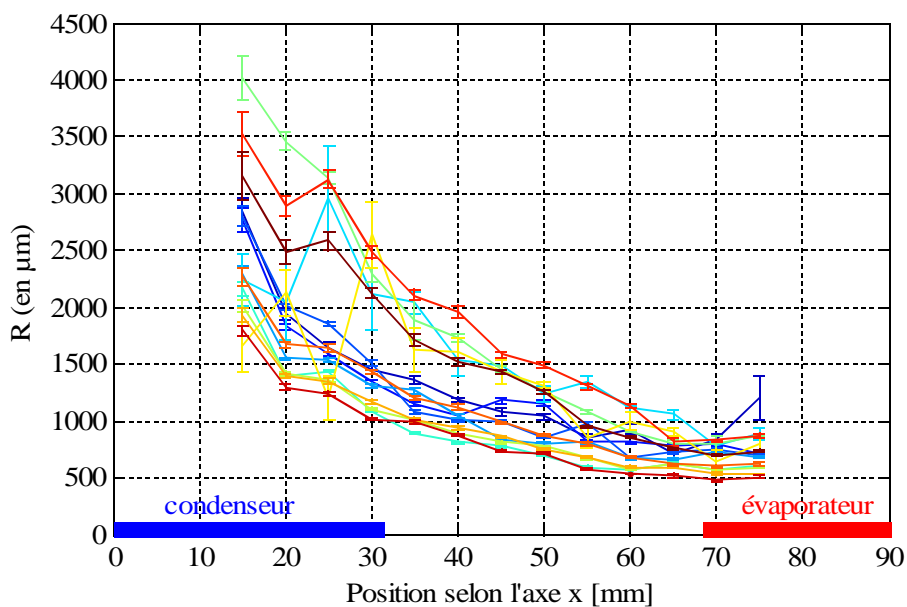


Figure 3.26 : Dispersion des rayons de courbure dans les rainures  
( $q = 6,3 \text{ W/cm}^2$  ;  $t_r = 13 \%$ )

La mesure des rayons de courbure des ménisques dans les rainures permet de déterminer la pression capillaire le long du DTD. Les figures 3.27 et 3.28 montrent l'évolution de la pression capillaire le long du DTD pour chaque rainure visualisée pour un flux transféré de  $6,3 \text{ W/cm}^2$  et pour

$t_r = 9\%$  et  $t_r = 13\%$  respectivement. Les traits pleins représentent une approximation linéaire de la pression capillaire dans la zone adiabatique. La variation de pression capillaire est la somme des pertes de charge dans les écoulements liquide et vapeur. La pente de cette droite représente donc les pertes de charge moyennes dans le diffuseur dans la zone adiabatique.

Bien que la dispersion de la mesure de pression capillaire à une position donnée soit importante entre les rainures, les pentes des courbes de tendance sont proches les unes des autres. Cela justifie la manière de calculer l'incertitude de la moyenne des pertes de charge, présentée dans l'annexe B.3 : la perte de charge moyenne et son incertitude sont obtenues en calculant la moyenne pondérée des pentes des courbes de tendances de chaque rainure dans la zone adiabatique. Dans l'exemple des figures 3.27 et 3.28, les pertes de charge moyennes sont respectivement égales à  $336 \pm 21$  Pa/m et à  $312 \pm 15$  Pa/m.

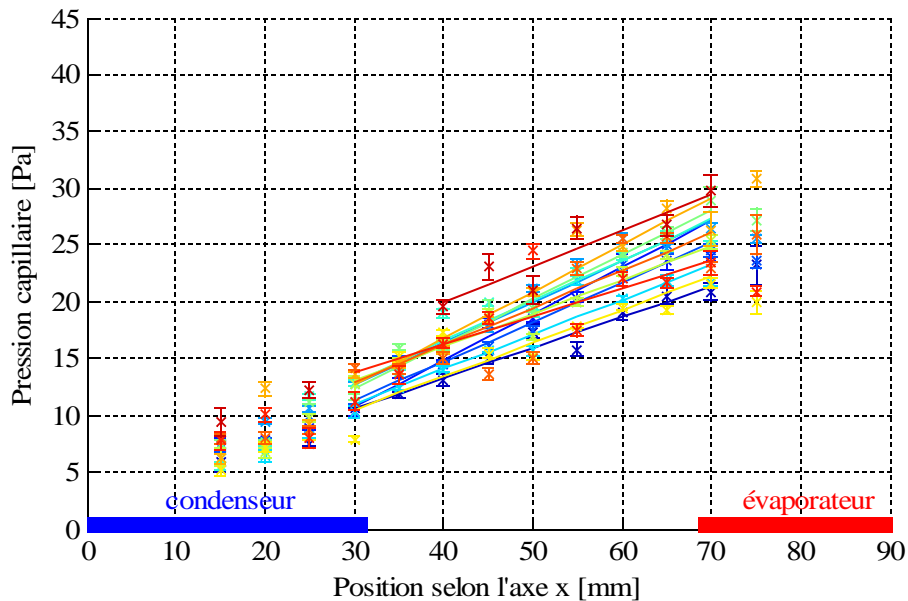


Figure 3.27 : Dispersion de la pression capillaire dans les rainures  
( $q = 6,3$  W/cm<sup>2</sup> ;  $t_r = 9\%$ )

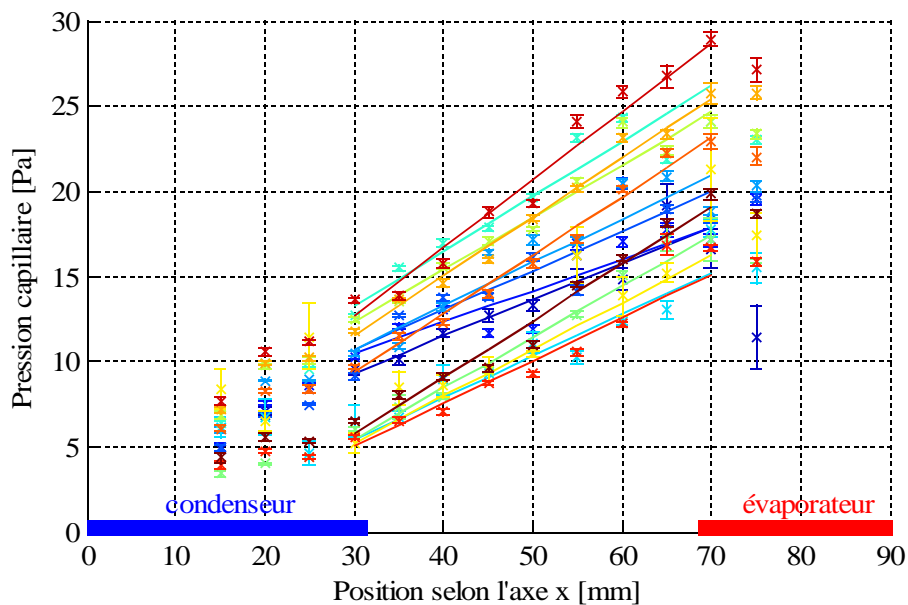
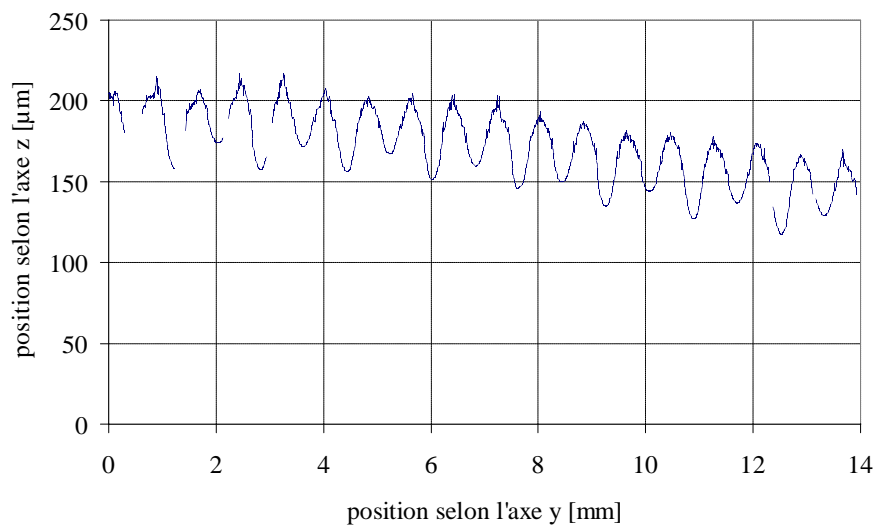


Figure 3.28 : Dispersion de la pression capillaire dans les rainures  
( $q = 6,3$  W/cm<sup>2</sup> ;  $t_r = 13\%$ )

### **3.2.3.2 Discussion sur l'homogénéité des écoulements dans les rainures**

Dans les essais décrits précédemment dans ce chapitre, nous avons vu qu'il peut exister une certaine dispersion des rayons de courbure des ménisques entre chaque rainure. La figure 3.28 présente un exemple de dispersion pour laquelle les pertes de charge, et donc les débits, sont relativement identiques d'une rainure sur l'autre.

Lors de certaines manipulations, un comportement différent a toutefois été observé. L'écoulement du liquide ne semblait pas homogène et la dispersion entre les rainures ne semblait plus aléatoire, mais respectait une certaine périodicité. La figure 3.29 présente un exemple de profil obtenu lors d'un essai de ce type. Le DTD est en position horizontale, l'épaisseur de l'espace vapeur est de 5 mm et le flux transféré est de 4,2 W/cm<sup>2</sup>. Le fluide utilisé est du n-pentane. Le rayon de courbure des ménisques dans les rainures varie périodiquement d'une rainure sur l'autre.



*Figure 3.29 : Exemple de profil obtenu lors d'un fonctionnement non homogène ( $E_v = 5$  mm)*

La figure 3.30 présente l'évolution des rayons de courbure pour chaque rainure le long du DTD. Les rainures « paires » et les rainures « impaires » ont un comportement et un rayon de courbure moyen différents.

La figure 3.31 présente l'évolution de la moyenne des pressions capillaires des ménisques dans les rainures paires et impaires. Les pentes des pressions capillaires sont sensiblement différentes entre le cas des rainures paires et celui des rainures impaires (respectivement  $0,18 \pm 0,04$  Pa/mm et  $0,10 \pm 0,02$  Pa/mm), ce qui signifie que le débit du liquide est différent dans les deux cas.

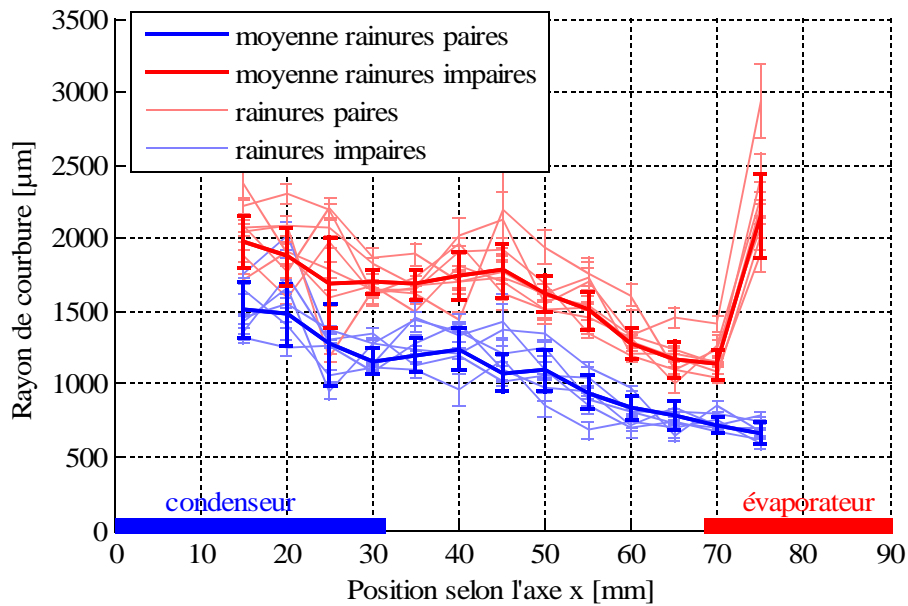


Figure 3.30 : Évolution des rayons de courbure dans chaque rainure lors d'un fonctionnement non homogène

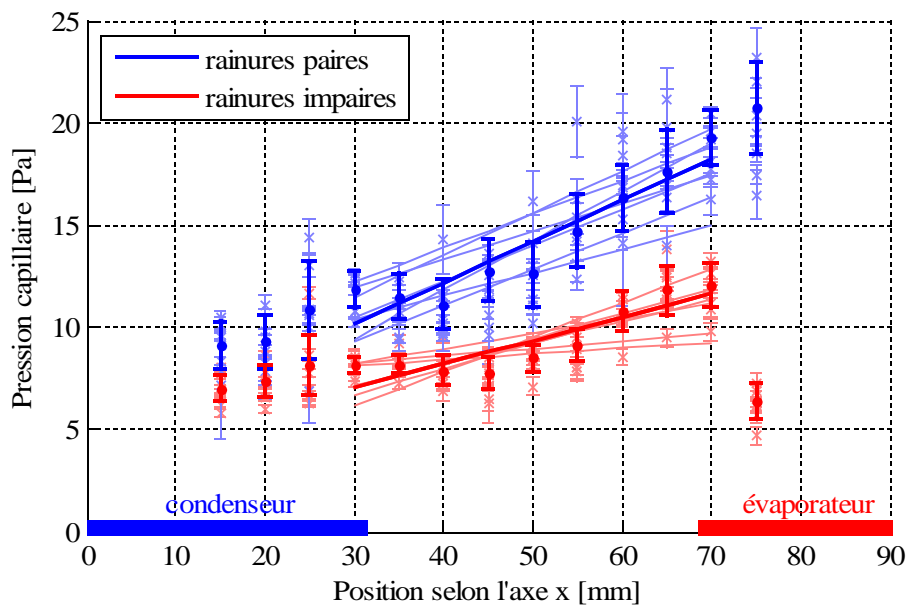


Figure 3.31 : Évolution de la pression capillaire le long du DTD lors d'un fonctionnement non homogène

La configuration présentée ici est stable dans le temps (fonctionnement pendant plusieurs heures sans modifications notables du comportement). Par contre la reproductibilité est particulièrement faible. Si la source chaude est coupée, que l'on secoue vigoureusement le DTD, et que le flux thermique est rétabli, nous observons une nouvelle configuration, qui peut être soit homogène, soit périodique, mais avec une périodicité différente (une rainure « plus creusée » et deux rainures « moins creusées » par exemple). L'amplitude des écarts périodiques entre les rainures varie également d'un essai à l'autre. Il est à noter que le comportement non homogène des rainures n'a été observé que pour une épaisseur d'espace vapeur de 5 mm.

Ces expériences tendent à indiquer qu'il existe des configurations pour lesquelles un équilibre thermo-hydrodynamique dans des configurations non homogènes peut s'établir. En effet, les films sont plus minces dans le cas d'un niveau de rayon de courbure faible que dans le cas d'un rayon de courbure élevé. Les transferts thermiques sont donc favorisés. Si l'on imagine deux rainures côte à côte avec des valeurs de rayon de courbure différentes, le débit de liquide, et donc les pertes de charge, seront plus importants dans la rainure où le rayon de courbure est le plus faible. Des pertes de charge plus importantes entraînant un rayon de courbure plus faible à l'évaporateur, un équilibre thermo-hydrodynamique est donc possible. De plus, la résistance thermique d'une telle configuration peut être plus faible qu'une configuration homogène.

La compréhension d'un fonctionnement non homogène du DTD semble complexe. Nous n'avons pas pu mener plus loin cette étude par manque de temps.

### 3.2.4 Influence de la charge en position horizontale

Les figures 3.32 et 3.33 présentent l'évolution des rayons de courbure le long du DTD pour différents flux thermiques, en position horizontale, avec un espace vapeur de 2 mm et avec un taux de remplissage de 9 % et 13 % respectivement. Les traits pleins sont des courbes de tendance. Le rayon de courbure des ménisques dans les rainures évolue du condenseur vers l'évaporateur, ce qui montre bien une baisse de la pression capillaire.

Pour un flux donné, il apparaît que la charge joue un rôle important sur la valeur des rayons de courbure. En effet, les rayons de courbure des ménisques sont systématiquement plus grands pour un taux de remplissage de 13 % que pour  $t_r = 9\%$ . Cette observation sera expliquée plus en détails dans le chapitre 4

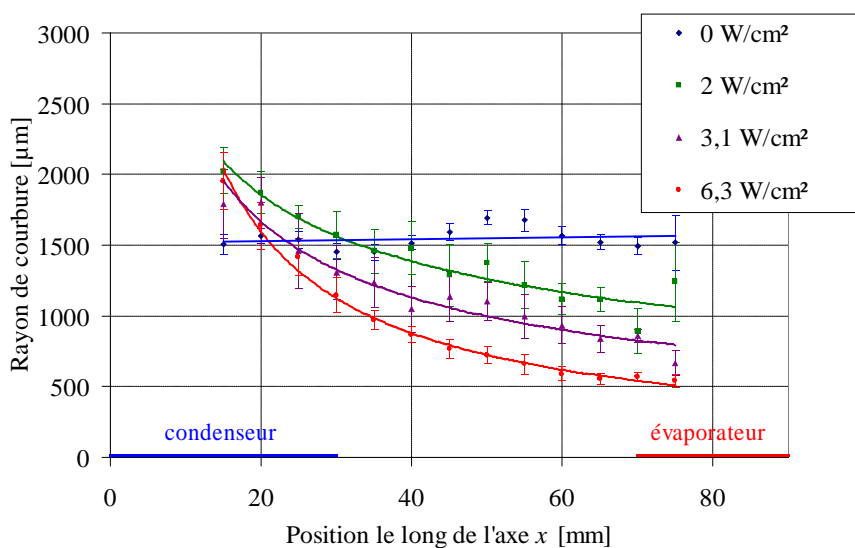


Figure 3.32 : Évolution des rayons de courbure ( $E_v = 2\text{ mm}$  ;  $t_r = 9\%$ )

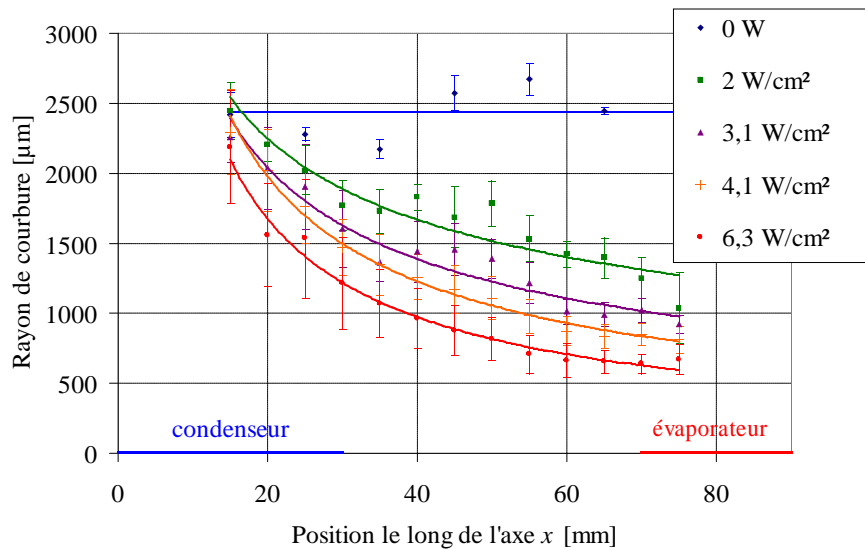


Figure 3.33 : Évolution des rayons de courbure  
( $E_v = 2 \text{ mm}$  ;  $t_r = 13 \%$ )

La figure 3.34 présente l'évolution de la perte de charge moyenne en fonction du flux thermique transféré par le DTD pour les deux charges étudiées. Les traits pleins sont des droites de tendance. En l'absence de flux imposé, la variation de pression capillaire le long du DTD n'est pas strictement égale à zéro à cause de l'incertitude sur l'horizontalité du système ( $\pm 0,1^\circ$ ). Dans la suite de la thèse, les pertes de charge seront présentées en corrigeant les pressions capillaires à partir des mesures obtenues pour  $q = 0 \text{ W/cm}^2$ . L'incertitude de ces mesures s'ajoute ainsi aux autres incertitudes. Nous pouvons observer que les pertes de charge sont sensiblement identiques pour un taux de remplissage de 9 % et pour un taux de remplissage de 13 %.

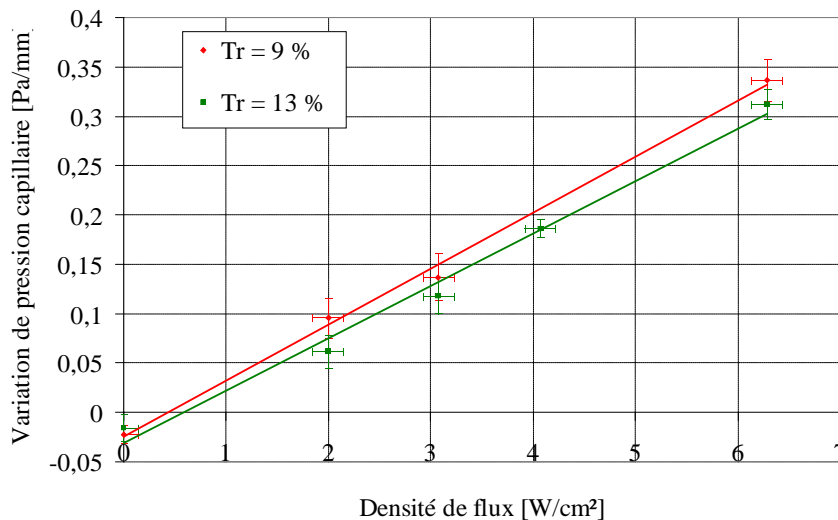


Figure 3.34 : Pertes de charge expérimentales

Cependant, pour pouvoir comparer des pertes de charge, il faut aussi comparer les débits des écoulements qui ont lieu au sein des DTD. En effet, les écoulements étant laminaires, les pertes de charge peuvent être considérées comme proportionnelles au débit de fluide dans le canal. Ce débit peut être estimé à partir du comportement thermique du DTD. En effet, le flux thermique imposé à l'évaporateur du DTD est transféré au condenseur soit par conduction à travers la plaque en cuivre, soit par changement de phase grâce à l'écoulement du fluide caloporteur. La partie du flux transférée par changement de phase correspond au débit du fluide dans les canaux. Étant donné les faibles dimensions du diffuseur, le flux transféré par conduction ne peut être négligé. Le débit de fluide dans la zone adiabatique est donc égal à :

$$m_{l,v} = \alpha \frac{Q_{tot}}{h_{lv}} \text{ avec } \alpha = \frac{Q_{diph}}{Q_{tot}} \quad (3.5)$$

avec  $Q_{tot}$  et  $Q_{diph}$  le flux thermique total et le flux thermique transféré par changement de phase.

Expérimentalement, il est possible de déterminer  $\alpha$  en considérant la résistance thermique totale et la résistance thermique conductive du DTD :

$$\alpha = 1 - \frac{R_{tot}}{R_{cond}} \quad (3.6)$$

$R_{tot}$  est calculée à partir de la mesure du gradient de température dans le diffuseur en fonctionnement tandis que  $R_{cond}$  correspond à la résistance thermique à vide du DTD. La figure 3.35 présente l'évolution de la résistance thermique du DTD en fonction du flux transféré à vide (voir paragraphe 3.1.1 ) et pour les deux charges précédemment étudiées.

Les résistances thermiques obtenues pour un taux de remplissage de 9 % sont sensiblement identiques à celles obtenues pour un taux de remplissage de 13 %. De plus, les résistances thermiques sont sensiblement constantes quel que soit le flux thermique imposé. Ainsi, la proportion  $\alpha$  de flux transféré par changement de phase est, elle aussi, sensiblement constante. Pour les deux taux de remplissage étudiés,  $\alpha$  est égal à  $47 \pm 3 \%$ . Les débits des fluides sont donc sensiblement identiques pour les deux taux de remplissage étudiés.

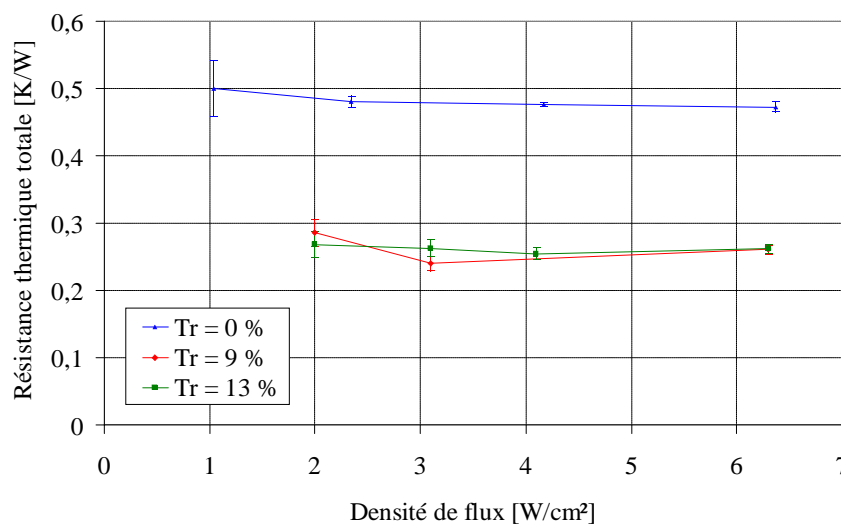


Figure 3.35 : Résistance thermique du DTD



### 3.2.5 Influence de l'espace vapeur

Des mesures similaires ont été réalisées pour un espace vapeur de 1 mm d'épaisseur. Le taux de remplissage est égal à 18 %. La figure 3.36 présente l'évolution du rayon de courbure pour ces deux flux. Les résultats obtenus pour un espace vapeur de 2 mm et un taux de remplissage de 9 % sont aussi représentés. La charge de liquide est identique dans les deux essais ( $V_{liq} = 1,1$  mL). Nous pouvons voir que les rayons de courbure sont systématiquement plus faibles pour un espace vapeur de 1 mm que pour un espace vapeur de 2 mm. Cette observation sera expliquée dans le chapitre 4.

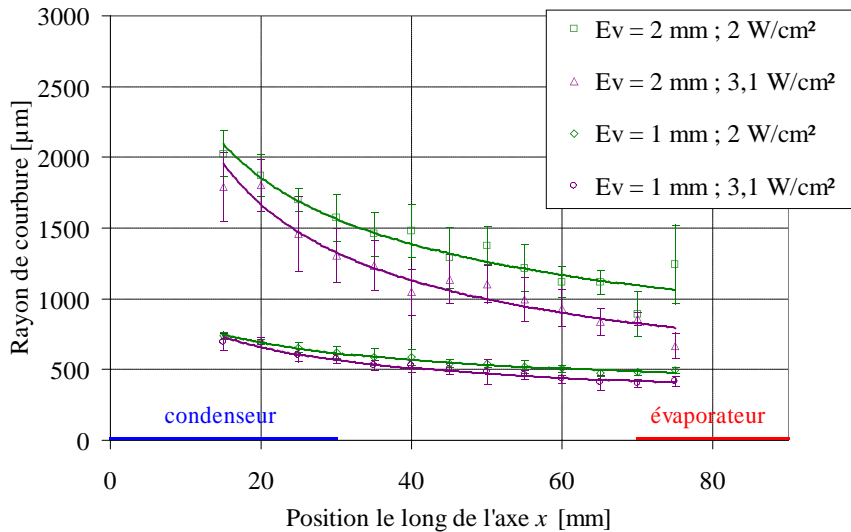


Figure 3.36 : Rayon de courbure des ménisques le long du DTD ( $E_v = 1$  et 2 mm)

Les pertes de charge moyennes et leurs écarts-types correspondant aux mesures de la figure 3.36 sont données sur la figure 3.37. Les traits pleins sont des courbes de tendance. Ainsi, les pertes de charge obtenues avec un espace vapeur de 1 mm sont presque 50 % supérieures à celles obtenues avec un espace vapeur de 2 mm.

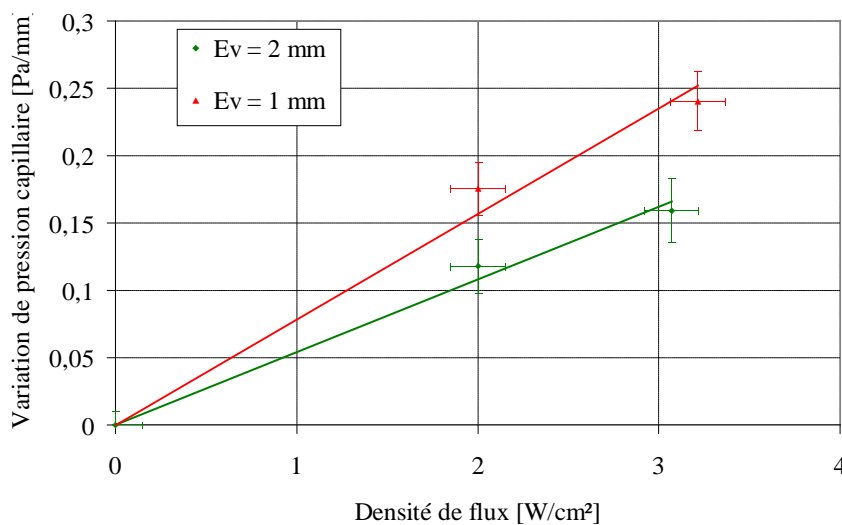


Figure 3.37 : Pertes de charge expérimentales ( $E_v = 1$  mm et 2 mm)

Le tableau 3.1 présente les résistances thermiques correspondant aux différents essais présentés dans cette partie. La résistance thermique du DTD pour les essais réalisés avec  $E_v = 1$  mm est sensiblement plus faible que pour  $E_v = 2$  mm. La part de flux thermique transférée par changement de phase est donc plus importante. L'augmentation des pertes de charge observée entre  $E_v = 2$  mm et  $E_v = 1$  mm est donc due d'une part à l'augmentation des débits dans les rainures et d'autre part à la diminution de la section de passage de l'écoulement de la vapeur.

Tableau 3.1 : Résistances thermiques du DTD

$q$	$E_v = 1$ mm		$E_v = 2$ mm	
	$R_{tot}$	$\alpha$	$R_{tot}$	$\alpha$
2 W/cm <sup>2</sup>	0,21 K/W	0,56	0,30 K/W	0,4
3,1 W/cm <sup>2</sup>	0,215 K/W	0,55	0,24 K/W	0,5

### 3.2.6 Étude hydrodynamique en position inclinée

Afin de mieux appréhender l'effet de la gravité, des essais ont été effectués en inclinant légèrement le diffuseur en position défavorable. Les figures 3.38 et 3.39 présentent l'évolution des rayons de courbure pour différents flux et pour une inclinaison de 2,5° et 5° respectivement. En l'absence de flux, une évolution du rayon de courbure des ménisques est observée : elle est due à la variation de pression hydrostatique du liquide (voir paragraphe 3.2.2). En fonctionnement, la variation de rayon de courbure est donc la résultante de la variation de pression hydrostatique et des pertes de charge dans les écoulements liquide et vapeur. Signalons par ailleurs que pour l'inclinaison de 5° et un flux de 3,1 W/cm<sup>2</sup>, nous observons l'assèchement de l'extrémité de l'évaporateur.

Afin de déterminer les pertes de charge dans les écoulements, il est nécessaire de soustraire à la variation de pression mesurée la variation de pression due à la gravité, c'est à dire celle observée pour un flux thermique transféré nul. La figure 3.40 présente l'évolution des pertes de charge en fonction du flux pour les deux inclinaisons étudiées. Les performances thermiques du DTD lors de ces essais sont données dans le tableau 3.2. La part du flux transféré par changement de phase est ainsi sensiblement identique lors des différents essais. Les pertes de charge semblent légèrement dépendre de l'inclinaison. Si tant est que cette dépendance soit significative au regard des incertitudes de mesure, cette tendance peut s'expliquer par la diminution des sections de passage du liquide dans les rainures quand l'inclinaison augmente du fait du creusement plus marqué des ménisques.

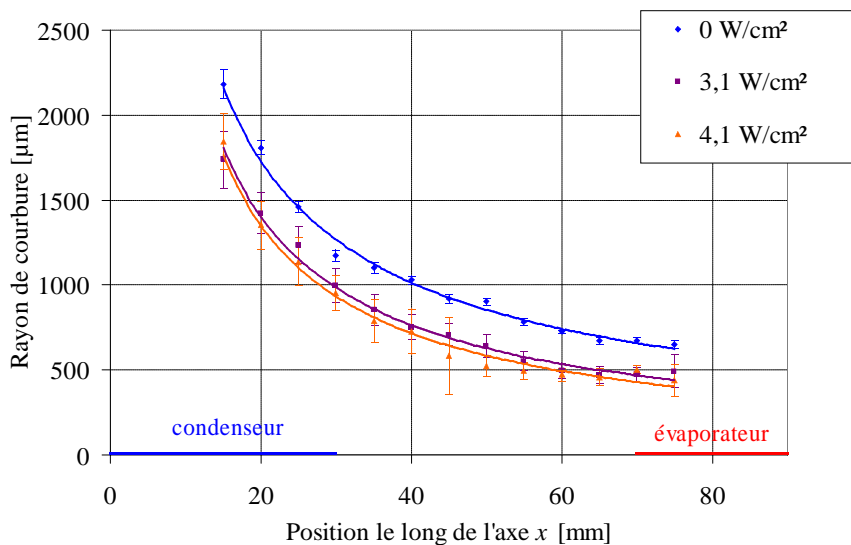


Figure 3.38 : Évolution des rayons de courbure (2,5°)

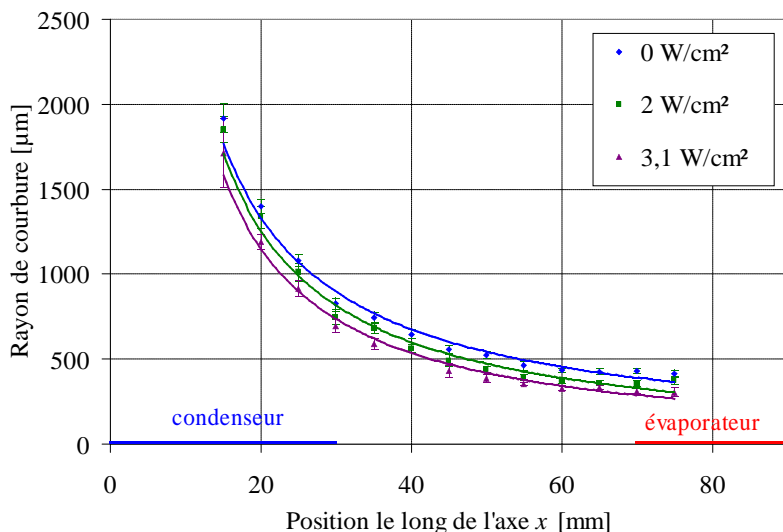


Figure 3.39 : Évolution des rayons de courbure (5°)

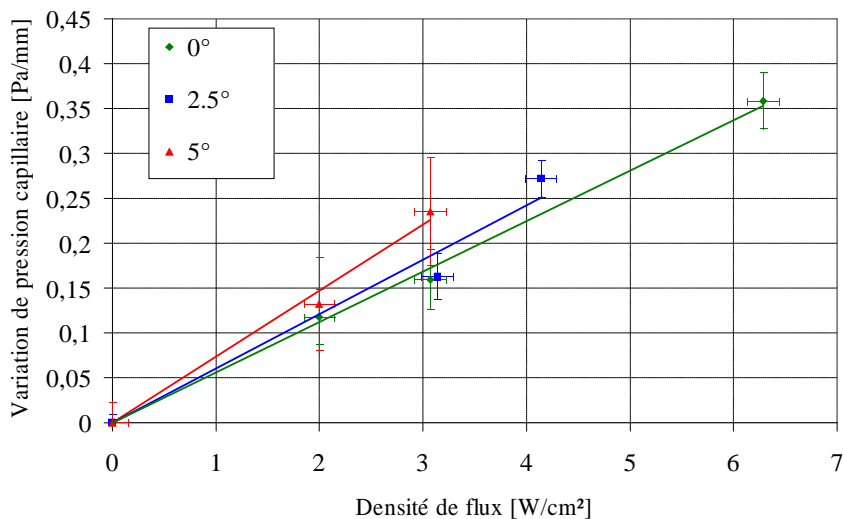


Figure 3.40 : Pertes de charge expérimentales

Tableau 3.2 : Résistances thermiques du DTD

$Q$	2,5°		5°	
	$R_{tot}$	$\alpha$	$R_{tot}$	$\alpha$
2 W/cm <sup>2</sup>			0,26 K/W	0,46
3,1 W/cm <sup>2</sup>	0,26 K/W	0,46	0,25 K/W	0,48
4,1 W/cm <sup>2</sup>	0,26 K/W	0,46		

L'ensemble de ces résultats expérimentaux constitue une base de données que nous pouvons confronter à différents modèles numériques. Le couplage entre les performances thermiques et hydrodynamiques est important à cause du débit du fluide au sein du DTD qui dépend de la part de flux transféré par changement de phase et qui est donc a priori inconnu. Cela montre la nécessité d'utiliser des codes de calcul qui assurent un couplage entre la thermique et l'hydrodynamique pour permettre une étude correcte des écoulements dans un DTD. De même, la valeur des rayons de courbure semble dépendre du taux de remplissage du DTD et de l'épaisseur de l'espace vapeur. Ces phénomènes sont discutés dans le chapitre suivant.

### **3.3 Conclusions**

L'étude thermique et hydrodynamique du DTD à rainures longitudinales a permis de mettre en évidence un certain nombre de phénomènes importants dans le fonctionnement des caloducs à pompage capillaire.

D'une part, à partir d'une certaine densité de flux (de l'ordre de  $3 \text{ W/cm}^2$ ), l'ébullition nucléée a été observée au niveau de l'évaporateur du DTD. Contrairement à ce qui est couramment admis dans la littérature, cette ébullition n'empêche pas le fonctionnement du diffuseur et améliore au contraire très sensiblement les performances thermiques du système. L'incidence de l'ébullition nucléée sur la limite capillaire reste à préciser et l'utilisation de modèles numériques devrait permettre de mieux la quantifier.

Un second point important est l'organisation générale du liquide au sein du DTD : cette organisation influe grandement sur les performances thermiques et hydrodynamiques du DTD et semble dépendre, outre du taux de remplissage, de l'épaisseur de l'espace vapeur. Ainsi, le niveau de rayon de courbure des ménisques dans les rainures du DTD est un paramètre important.

Les profils de températures au sein du DTD, ainsi que l'évolution des rayons de courbure des ménisques dans les rainures ont été mesurés grâce à une série de thermistances et à l'aide d'un microscope confocal. L'ensemble des mesures thermiques et hydrodynamiques effectuées a permis de construire une base de données expérimentales qu'il est possible de comparer à des résultats issus de modèles numériques. En particulier, les essais avec des espaces vapeur différents devraient permettre de mieux appréhender le rôle des contraintes interfaciales sur les pertes de charge dans les écoulements liquide et vapeur.

Pour finir, un fonctionnement non homogène des écoulements dans les rainures a été mis en évidence dans certaines configurations. Le manque de reproductibilité de ces écoulements n'a toutefois pas permis d'étudier en détail ce phénomène.



# Chapitre 4 : Étude théorique du diffuseur à rainures longitudinales

Les études expérimentales du chapitre 3 ont permis de mettre en évidence un certain nombre de phénomènes qui ont lieu dans les DTD en fonctionnement. Le but de ce chapitre 4 est d'apporter des réflexions théoriques permettant d'expliquer les résultats expérimentaux. Ce chapitre comporte trois volets distincts :

Le premier est un modèle de l'influence de la charge et de l'épaisseur de l'espace vapeur sur la répartition du fluide dans le système. Cette étude a fait l'objet d'une publication dans une revue internationale [115].

Le second volet traite de la modélisation thermique et hydrodynamique du DTD à rainures longitudinales. Les modèles développés sont présentés et leur comparaison avec les résultats expérimentaux est effectuée.

Un troisième volet aborde l'influence des contraintes interfaciales et de l'ébullition sur l'écoulement dans les rainures. Cette étude est menée grâce au modèle hydrodynamique validé dans le deuxième volet. Une analyse des transferts thermiques à l'évaporateur et au condenseur, ainsi qu'une étude des films de condensat sur le sommet des ailettes concluent ce chapitre.

## **4.1 Effet combiné du taux de remplissage et de l'espace vapeur sur les performances d'un DTD**

Le rayon de courbure des ménisques dans les rainures varie tout le long du diffuseur à cause des pertes de charge dans les écoulements liquide et vapeur. De plus, pour des pertes de charge fixées, une infinité de distributions de ces rayons de courbure est possible en fonction de la valeur du rayon de courbure du ménisque à l'extrémité du condenseur (en  $x = 0$ ). Dans la suite de cette thèse, nous appellerons « niveau de rayon de courbure » le rayon de courbure moyen dans les rainures pour un flux thermique donné. Le niveau de rayon de courbure des ménisques influence fortement les performances thermiques et hydrodynamiques du diffuseur. Un faible niveau de rayon de courbure entraîne la présence de films plus minces dans les rainures et réduit donc la résistance thermique du système. Toutefois, cela entraîne aussi une réduction de la pression capillaire maximale du diffuseur, et donc une réduction de la limite capillaire. C'est ce que nous allons montrer dans cette section.

### **4.1.1 Distribution du liquide au sein d'un DTD**

Les résultats expérimentaux montrent que le taux de remplissage du DTD a une influence sur le niveau de rayon de courbure des ménisques dans les rainures. Plus le taux de remplissage est important, plus le niveau de rayon de courbure est élevé (figures 3.32 et 3.33). De même, l'épaisseur de l'espace vapeur semble jouer un rôle important dans l'établissement du niveau de rayon de courbure : un faible espace vapeur semble entraîner un faible niveau de rayon de courbure des ménisques dans les rainures (figure 3.36).

Pour mieux comprendre l'influence du taux de remplissage et de l'épaisseur de l'espace vapeur sur le niveau de rayon de courbure des ménisques dans les rainures, il est nécessaire de développer des modèles théoriques. La distribution du liquide à l'intérieur du DTD est le résultat de la compétition entre les forces capillaires, les forces gravitationnelles et les pertes de charge dans le liquide et dans la vapeur. Dans un premier temps, nous nous intéressons à un diffuseur au repos. Nous essayerons ensuite de généraliser les résultats obtenus à un DTD en fonctionnement. La figure 4.1 représente

schématiquement différentes distributions théoriques du fluide au sein d'un DTD au repos, dans une section transversale de celui-ci. Les effets de bord dans une section longitudinale du DTD sont négligés et la mouillabilité du fluide est supposée élevée. Pour un faible taux de remplissage, le liquide reste dans les coins des rainures et le rayon de courbure des ménisques est faible (a). Lorsque l'on augmente le taux de remplissage, le rayon de courbure augmente jusqu'à ce qu'un unique ménisque se forme à la base des rainures (b). Ensuite, le rayon de courbure reste constant jusqu'à ce que ce ménisque atteigne le sommet des rainures (c). Dans le même temps, un ménisque se forme sur les bords du DTD (d). Si l'épaisseur de l'espace vapeur est suffisamment faible, c'est-à-dire inférieure à une épaisseur critique  $E_c$ , ce ménisque atteint la plaque supérieure (e). Si on augmente encore le taux de remplissage, le volume de liquide augmente, mais le rayon de courbure des ménisques reste constant (f). Cependant, si l'espace vapeur est trop épais, les forces gravitationnelles entraînent une répartition homogène du liquide au sein du diffuseur jusqu'à ce que la distance entre le liquide et la plaque supérieure devienne suffisamment faible pour que le ménisque situé sur le bord du DTD atteigne la plaque supérieure (e' et f').

Lorsqu'un ménisque se forme entre les deux plaques d'un DTD, il influence en même temps les performances thermiques au condenseur et la limite capillaire du DTD. Sa forme dépend de l'épaisseur de l'espace vapeur et peut être déterminée en considérant les forces capillaires et les forces gravitationnelles lorsque le DTD est au repos.

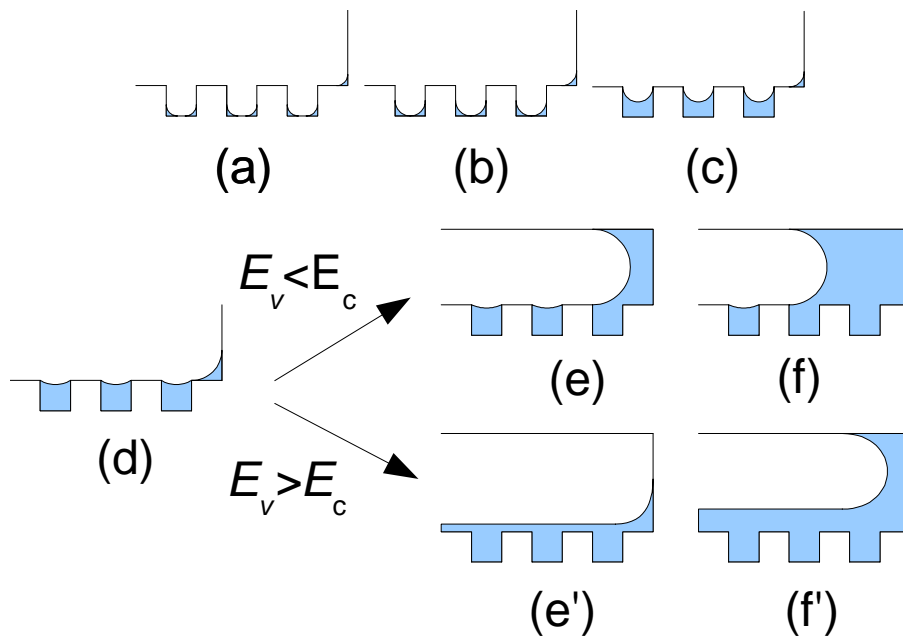


Figure 4.1 : Distributions théoriques du liquide au sein d'un DTD

#### 4.1.2 Forme du ménisque entre les plaques d'un DTD au repos

La forme du ménisque entre les deux plaques d'un DTD au repos résulte du bilan entre les forces capillaires et les forces gravitationnelles. La relation de Laplace-Young relie la pression capillaire au rayon de courbure en chaque point du ménisque. En négligeant le rayon de courbure le long de l'axe  $x$ , on obtient :

$$P_l(z) = P_v - \frac{\sigma}{r(z)} \quad (4.1)$$

où  $z$  est la coordonnée verticale du point considéré. Le point d'interception  $z = 0$  est situé au niveau de la plaque inférieure (figure 4.2).

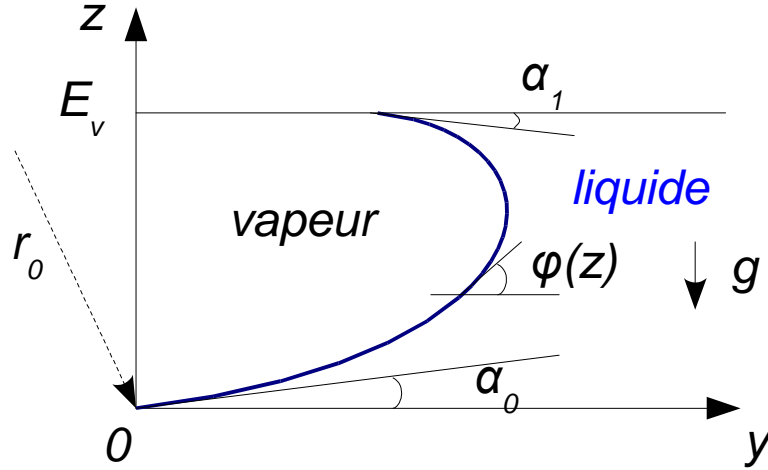


Figure 4.2 : Schéma d'un ménisque sur le bord d'un DTD

Pour ce qui concerne les forces gravitationnelles, on peut écrire :

$$P_l(z) = P_l(z=0) - (\rho_l - \rho_v) g z \quad (4.2)$$

En  $z = 0$ , le rayon de courbure du ménisque est égal au rayon de courbure dans les rainures  $r_0$ . Celui-ci est constant pour toutes les rainures car elles sont connectées entre-elles au condenseur. Ainsi, nous pouvons écrire :

$$P_l(z=0) = P_v - \frac{\sigma}{r_0} \quad (4.3)$$

En introduisant les équations 4.1 et 4.3 dans l'équation 4.2, les forces capillaires et gravitationnelles sont reliées par la relation :

$$\frac{\sigma}{r_0} - \frac{\sigma}{r(z)} = -(\rho_l - \rho_v) g z \quad (4.4)$$

L'équation 4.4 peut être réécrite :

$$r(z) = \frac{1}{\frac{1}{r_0} + \frac{2z}{a^2}} \text{ avec } a^2 = \frac{2\sigma}{(\rho_l - \rho_v)g} \quad (4.5)$$

où  $a$  est la constante capillaire du fluide.

Introduisons l'angle  $\varphi$  entre la tangente au ménisque et l'axe  $y$ . Le rayon de courbure peut être exprimé :

$$r = \frac{dz}{\sin \varphi d\varphi} \quad (4.6)$$

En introduisant l'équation 4.5 dans l'équation 4.6, il vient :

$$\left( \frac{2z}{a^2} + \frac{1}{r_0} \right) dz = \sin \varphi d\varphi \quad (4.7)$$

L'intégration de l'équation 4.7 donne :

$$\left( \frac{z}{a} \right)^2 + \frac{z}{r_0} = -\cos \varphi + K \quad (4.8)$$



où  $K$  est une constante dépendant de  $\alpha_0$ , l'angle de contact entre le liquide et la plaque inférieure :  $K = \cos \alpha_0$ . En introduisant  $K$  dans l'équation 4.8, nous obtenons l'équation du ménisque :

$$\left(\frac{z}{a}\right)^2 + \frac{z}{r_0} = (\cos \alpha_0 - \cos \varphi) \quad (4.9)$$

Cette équation admet une unique solution physique :

$$z = \sqrt{\left(\frac{a^2}{2r_0}\right)^2 + a^2(\cos \alpha_0 - \cos \varphi)} - \frac{a^2}{2r_0} \quad (4.10)$$

Dans l'équation 4.10, le rayon de courbure du ménisque dans les rainures est une inconnue qui peut être déterminée en considérant l'angle de contact  $\alpha_1$  entre le ménisque et la plaque supérieure en  $z = E_v$  :

$$r_0 = \frac{E_v}{\cos \alpha_0 + \cos \alpha_1 - (E_v/a)^2} \quad (4.11)$$

$r_0$  dépend donc de l'épaisseur de l'espace vapeur, des angles de contact entre le fluide et les plaques, ainsi que de la constante capillaire du fluide.

La forme du ménisque situé sur les bords du DTD est représentée sur la figure 4.3 pour différentes épaisseurs d'espace vapeur dans le cas du n-pentane ( $a = 2$  mm) et pour des angles de contact égaux à  $2^\circ$ . Pour des espaces vapeur faibles, les forces gravitationnelles sont négligeables et la forme du ménisque se rapproche d'un demi-cercle. Pour des espaces vapeurs plus épais, les forces gravitationnelles déforment le ménisque. Il existe une valeur critique de l'espace vapeur  $E_c$  pour laquelle les forces capillaires ne sont plus suffisantes pour maintenir le ménisque entre les deux plaques. Nous pouvons obtenir  $E_c$  en considérant une valeur de  $r_0$  infinie :

$$E_c = a \sqrt{\cos \alpha_0 + \cos \alpha_1} \quad (4.12)$$

Si les angles de contact sont nuls,  $E_c = a \sqrt{2}$ . Pour des angles de contact supérieurs, l'épaisseur de l'espace vapeur critique diminue.

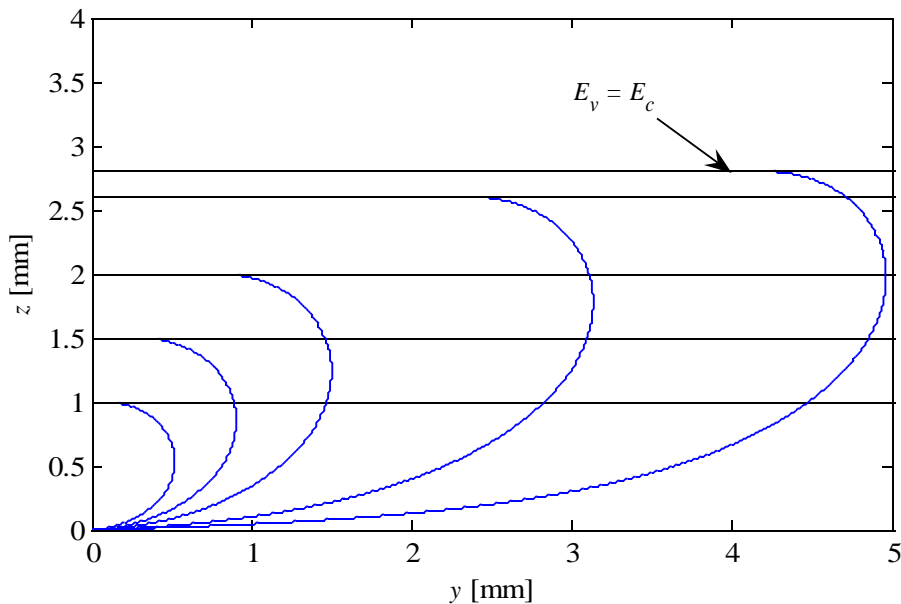


Figure 4.3 : Forme du ménisque sur le bord du DTD en fonction de  $E_v$   
( $a = 2$  mm ;  $\alpha_0 = \alpha_1 = 2^\circ$ )

Les conséquences de la présence d'un ménisque reliant les deux plaques du DTD sont importantes. En effet, dans le cas d'un espace vapeur d'épaisseur inférieure à l'épaisseur critique, le liquide est drainé sur les côtés du DTD, ce qui réduit la résistance thermique, aussi bien à l'évaporateur qu'au condenseur. Dans le cas d'un espace vapeur d'épaisseur supérieure à l'épaisseur critique, si le volume de liquide dépasse le volume des rainures, la structure capillaire est noyée, ce qui augmente la résistance thermique du système.

En conclusion, un espace vapeur confiné permet d'augmenter la plage de taux de remplissage pour laquelle la résistance thermique du système reste faible (figures 3.17 et 3.18). Cependant, nous verrons dans la section suivante qu'un espace vapeur de trop faible épaisseur peut entraîner une faible pression capillaire maximale, ce qui dégrade les performances hydrodynamiques du système.

### 4.1.3 Rayon de courbure des ménisques dans les rainures pour un DTD au repos

Les rainures étant connectées entre elles à l'extrémité du condenseur,  $r_0$  est constant sur l'ensemble de la structure capillaire dans le cas d'un diffuseur au repos en position horizontale. Dans les cas de la figure 4.1 (e) et (f), la valeur de  $r_0$  est directement liée à l'épaisseur de l'espace vapeur, aux angles de contact entre le ménisque et les plaques, et à la constante capillaire du fluide (équation 4.11). La figure 4.4 représente l'évolution du rayon de courbure des ménisques dans les rainures en fonction de l'espace vapeur dans le cas d'un diffuseur au repos, pour du n-pentane, et pour des angles de contact égaux à  $2^\circ$ . Cette courbe possède deux asymptotes :

Pour de faibles épaisseurs d'espace vapeur, les forces de pesanteur sont négligeables, et  $r_0$  est constant le long de l'axe  $z$  :

$$r_0 = \frac{E_v}{\cos \alpha_0 + \cos \alpha_1} \tag{4.13}$$

La seconde asymptote est verticale et correspond à  $E_v = E_c$  (équation 4.12).

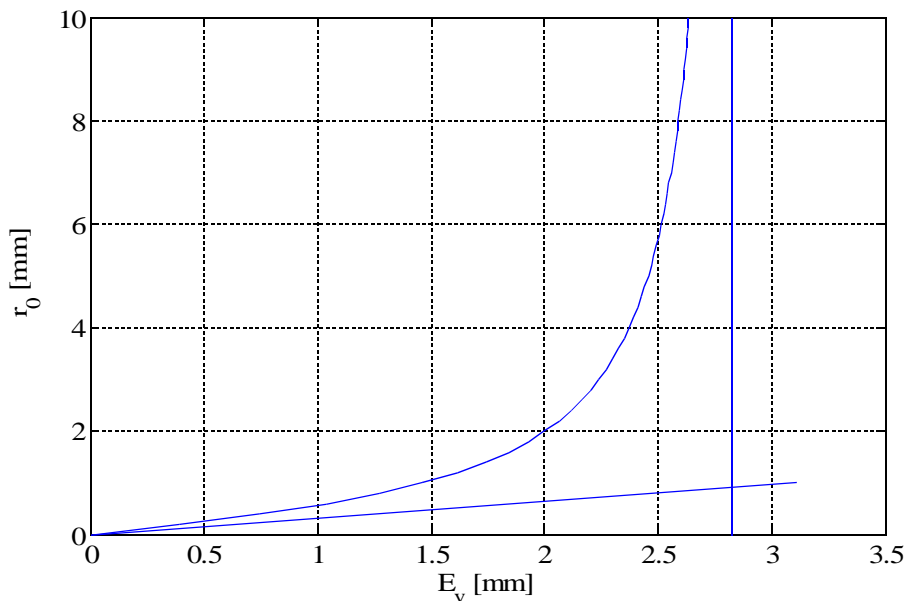


Figure 4.4 : Rayon de courbure des ménisques dans les rainures en fonction de  $E_v$

Quand un ménisque relie les deux plaques sur les bords du DTD (figure 4.1 (e) et (f)), le rayon de courbure des ménisques dans les rainures ne dépend pas du taux de remplissage et est égal à  $r_0$ . Dans les autres cas présentés sur la figure 4.1, des considérations géométriques permettent de calculer le rayon de courbure des ménisques en fonction du volume de liquide  $V_l$  dans le DTD. En considérant des angles de contact nuls et en négligeant les effets de bords selon l'axe  $x$ , on obtient :

Pour  $r < \frac{l_r}{2}$  (figure 4.1 (a) et (b)) :

$$V_l = L(2N + 2) \cdot \left(1 - \frac{\pi}{4}\right) r^2 \quad (4.14)$$

où  $N$  est le nombre de rainures et  $L$  la longueur du DTD.

Pour  $\frac{l_r}{2} < r < r_0$  (figure 4.1 (c) et (d))

$$V_l = L \left( N \left( l_r h_r - r^2 \left( \psi - \sin \frac{\psi}{2} \right) \right) + 2 \left(1 - \frac{\pi}{4}\right) r^2 \right) \text{ avec } \psi = \arcsin \left( \frac{l_r}{2r} \right) \quad (4.15)$$

La figure 4.5 présente l'évolution du rayon de courbure des ménisques dans les rainures en fonction du volume adimensionné  $V^*$  du liquide au sein du DTD pour différentes épaisseurs d'espace vapeur. Les résultats théoriques, obtenus par les équations 4.14 et 4.15, sont représentés par des lignes. Des résultats expérimentaux, obtenus par microscopie confocale pour le DTD hors fonctionnement, sont représentés par des étoiles sur la même figure.

Une bonne concordance est observée entre résultats théoriques et expérimentaux, ce qui tend à valider les différentes hypothèses retenues et les explications avancées.

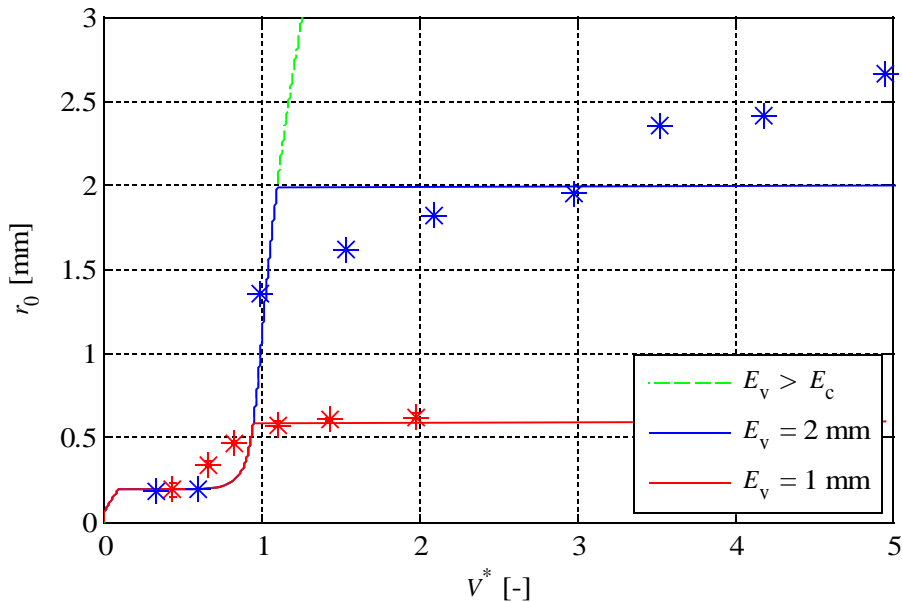


Figure 4.5 : Rayons de courbure théoriques et expérimentaux en fonction de la charge de liquide pour différentes épaisseurs de l'espace vapeur

### 4.1.4 Conséquences sur la pression capillaire maximum

La principale limite de fonctionnement rencontrée dans l'utilisation de DTD pour le refroidissement de composants électroniques est la limite capillaire. Elle apparaît lorsque la somme des pertes de charge dans les écoulements liquide et vapeur devient supérieure à la pression capillaire maximale que la structure capillaire peut admettre. En général, la pression capillaire maximale dans un système rainuré est donnée par [9] :

$$\Delta P_{cap} = \frac{\sigma}{(r_{evap})_{min}} \quad (4.16)$$

où  $(r_{evap})_{min}$  est le rayon de courbure minimum à l'évaporateur.

Cette équation est obtenue en considérant un rayon de courbure des ménisques infini au condenseur. Nous avons vu précédemment qu'une faible épaisseur d'espace vapeur peut conduire à un faible rayon de courbure des ménisques dans le système au repos. En fonctionnement, cela entraîne une réduction du rayon de courbure maximal au condenseur, et donc une plus faible pression capillaire maximale :

$$\Delta P_{cap} = \sigma \left( \frac{1}{(r_{evap})_{min}} - \frac{1}{(r_{cond})_{max}} \right) \quad (4.17)$$

Les résultats expérimentaux présentés sur la figure 3.36 confirment cette hypothèse. En effet, pour un espace vapeur de 1 mm, le niveau des rayons de courbure des ménisques dans les rainures est sensiblement plus faible que dans le cas d'un espace vapeur de 2 mm.

La charge de liquide optimale pour un DTD est donc la charge la plus faible qui permet d'obtenir le plus grand rayon de courbure possible au condenseur. En effet, un excès de liquide entraîne un ennoiment partiel du DTD et détériore ses performances thermiques tandis qu'un manque de liquide se traduit par une diminution de la pression capillaire maximale.

L'équation 4.17 peut être écrite :

$$\Delta P_{cap} = \frac{\sigma}{(r_{evap})_{min}} \left( 1 - \frac{(r_{evap})_{min}}{(r_{cond})_{max}} \right) \quad (4.18)$$

avec  $\frac{(r_{evap})_{min}}{(r_{cond})_{max}}$ , le facteur de dépréciation de la pression capillaire maximale due à l'épaisseur de l'espace vapeur.

Pour une structure capillaire composée de rainures longitudinales,  $(r_{evap})_{min} = \frac{l_r}{2 \cos \alpha_0}$  [9].

$(r_{cond})_{max}$  est donné par l'équation 4.11 pour un DTD au repos. En fonctionnement, cette équation doit certainement être modifiée à cause des écoulements dans les rainures et des phénomènes de condensation. Cependant, l'équation 4.11 reste une bonne approximation de  $(r_{cond})_{max}$ . Nous obtenons ainsi :

$$\frac{(r_{evap})_{min}}{(r_{cond})_{max}} = \frac{l_r}{2 \cos \alpha_0 E_v} \left( \cos \alpha_0 + \cos \alpha_1 - \left( \frac{E_v}{a} \right)^2 \right) \quad (4.19)$$

Pour des angles de contact égaux à zéro, cette équation devient :

$$\frac{(r_{evap})_{min}}{(r_{cond})_{max}} = \frac{l_r}{E_v} \left( 1 - \left( \frac{E_v}{a\sqrt{2}} \right)^2 \right) \quad (4.20)$$

Cette écriture fait apparaître deux nombres sans dimension : le premier est le rapport  $l_r/E_v$  qui représente les effets relatifs des forces capillaires sur le bord du DTD par rapport aux forces capillaires dans les rainures. Le second terme est  $E_v/a\sqrt{2}$  et illustre le confinement du liquide entre les deux plaques du DTD.

Le facteur de dépréciation doit être minimisé pour optimiser le fonctionnement des DTD. Par exemple, pour la géométrie étudiée ici et en considérant des angles de contact égaux à  $2^\circ$ , un espace vapeur de 1 mm conduit à une diminution de 35 % de la pression capillaire maximale par rapport à un espace vapeur permettant un rayon de courbure des ménisques infini au condenseur.

### 4.1.5 Conclusion

Les résultats expérimentaux montrent que le taux de remplissage et l'épaisseur de l'espace vapeur ont des conséquences importantes sur les performances hydrodynamiques du DTD. Selon l'épaisseur de l'espace vapeur, deux types de distributions peuvent être observés. Un faible espace vapeur entraîne la rétention du liquide sur les bords du DTD tandis qu'un espace vapeur plus important conduit à un ennoisement de la structure capillaire. L'épaisseur de l'espace vapeur influence le rayon de courbure des ménisques dans les rainures. En effet, un faible espace vapeur se traduit par un faible niveau de rayon de courbure des ménisques dans les rainures, ce qui réduit la pression capillaire maximale du DTD. Ces considérations sont capitales pour l'optimisation des performances d'un DTD.

Une approche théorique a été proposée dans le cas d'un DTD au repos et des mesures ont permis de valider les principes retenus. En fonctionnement, les modèles actuellement disponibles dans la littérature ne semblent pas en mesure de prédire le niveau des rayons de courbure au sein du DTD.

## 4.2 Modélisation hydrodynamique du DTD

Dans un DTD, les écoulements du liquide et de la vapeur sont relativement lents et les diamètres hydrauliques suffisamment faibles pour que les nombres de Reynolds soient toujours inférieurs à la valeur de transition laminaire/turbulent. Le calcul des pertes de charge, et notamment le calcul des contraintes à l'interface liquide-vapeur, constitue le point le plus important de la modélisation.

### 4.2.1 Modélisation des pertes de charge

Les modèles hydrodynamiques les plus simples consistent à considérer un débit de fluide constant dans la zone adiabatique du diffuseur et à calculer les pertes de charge induites par ce débit. Deux méthodes de calcul des pertes de charge dans une section d'une rainure sont présentées ici : l'une analytique basée sur des corrélations disponibles dans la littérature, et l'autre numérique basée sur une modélisation par éléments finis à l'aide du logiciel commercial Comsol Multiphysics.

#### 4.2.1.1 Modèle analytique

Différentes corrélations sont disponibles dans la littérature afin de calculer les pertes de charge dans des canaux. Pour le liquide et la vapeur, l'expression générale est la suivante :

$$\frac{dP_l}{dx} = \frac{\tau_{lp} L_{lp} + \tau_l L_l}{A_l} \quad (4.21)$$

et

$$\frac{dP_v}{dx} = \frac{\tau_{vp} L_{vp} + \tau_i L_i}{A_v} \quad (4.22)$$

où  $\tau_{lp}$ ,  $\tau_{vp}$ ,  $\tau_i$  sont respectivement les contraintes liquide-paroi, vapeur-paroi et liquide-vapeur.  $L_{lp}$  et  $L_{vp}$  sont les longueurs mouillées liquide-paroi et vapeur paroi respectivement. Les sections de passage du liquide  $A_l$ , de la vapeur  $A_v$  et la longueur interfaciale  $L_i$  dépendent du rayon de courbure du ménisque. Pour le liquide et la vapeur, les contraintes pariétales s'expriment en régime laminaire :

$$\tau_p = \frac{1}{2} \rho u^2 f \quad \text{avec} \quad f = \frac{Po}{Re} \quad (4.23)$$

où  $f$  est le coefficient de frottement,  $u$  la vitesse dans la direction de la rainure,  $Po$  le nombre de Poiseuille et  $Re$  le nombre de Reynolds.

Plusieurs hypothèses sont nécessaires pour calculer le nombre de Poiseuille dans les écoulements liquide et vapeur. Du fait des différences des masses volumiques, et donc des vitesses entre les écoulements liquide et vapeur, l'interface liquide-vapeur apparaît comme immobile pour l'écoulement vapeur. La section de passage de la vapeur peut donc être assimilée à un unique canal rectangulaire de hauteur égale à  $E_v$  et de largeur égale à  $N.(l_r+l_a)$ , où  $N$  est le nombre de rainures. La contrainte interfaciale est alors égale à la contrainte pariétale vapeur-paroi.

Comme la contrainte interfaciale est faible par rapport à la contrainte pariétale liquide-paroi, l'interface liquide-vapeur peut être considérée comme une interface libre pour l'écoulement liquide. L'interface liquide-vapeur apparaît donc comme une ligne de symétrie et le nombre de Poiseuille doit alors être calculé en considérant un canal rectangulaire de hauteur égale à  $2H_r$  et de largeur égale à  $l_r$ . La contrainte interfaciale pour l'écoulement liquide est égale à celle calculée pour l'écoulement vapeur.

Pour un canal rectangulaire, le nombre de Poiseuille peut être calculé en utilisant la corrélation de Shah et London [9] pour le liquide et la vapeur.

$$Po = 24(1 - 1,3553c_{min} + 1,9467c_{min}^2 - 1,7012c_{min}^3 + 0,9564c_{min}^4 - 0,2537c_{min}^5) \quad (4.24)$$

où  $c_{min}$  est le rapport d'aspect minimum entre la hauteur et la largeur de la section rectangulaire.

Les équations 4.21 à 4.23 indiquent que les pertes de charge sont proportionnelles à la vitesse du fluide, et donc au flux transféré par changement de phase dans le DTD. Pour un écoulement laminaire, il est donc possible de définir des pertes de charge par unité de flux thermique transféré par changement de phase,  $X$ , en  $\text{Pa.m}^{-1}\text{W}^{-1}$  :

$$X_l = \left| \frac{dP_l}{dx} \right| \frac{1}{Q} ; X_v = \left| \frac{dP_v}{dx} \right| \frac{1}{Q} ; X_{tot} = \left( \left| \frac{dP_l}{dx} \right| + \left| \frac{dP_v}{dx} \right| \right) \frac{1}{Q} \quad (4.25)$$

La figure 4.6 présente l'évolution de  $X_l$ ,  $X_v$  et  $X_{tot}$  en fonction de l'épaisseur de l'espace vapeur, et pour différents rayons de courbure. Le fluide caloporteur est le n-pentane à une température de saturation de 40°C. Nous pouvons remarquer que les pertes de charge dans l'espace vapeur, et donc les contraintes interfaciales engendrées par l'écoulement de la vapeur, sont négligeables pour une épaisseur d'espace vapeur supérieure à 2 mm. Pour des épaisseurs plus faibles, la réduction de l'espace vapeur entraîne l'augmentation des pertes de charge. Par exemple, une réduction de l'espace vapeur de 2 mm à 1 mm entraîne une augmentation des pertes de charge de 30 %. De plus, une réduction du rayon de courbure de l'interface entraîne aussi une augmentation des pertes de charge. Ceci est principalement dû à la réduction de la section de passage dans le liquide. Cet effet est particulièrement visible pour des rayons de courbure de l'interface inférieurs à 1 mm.

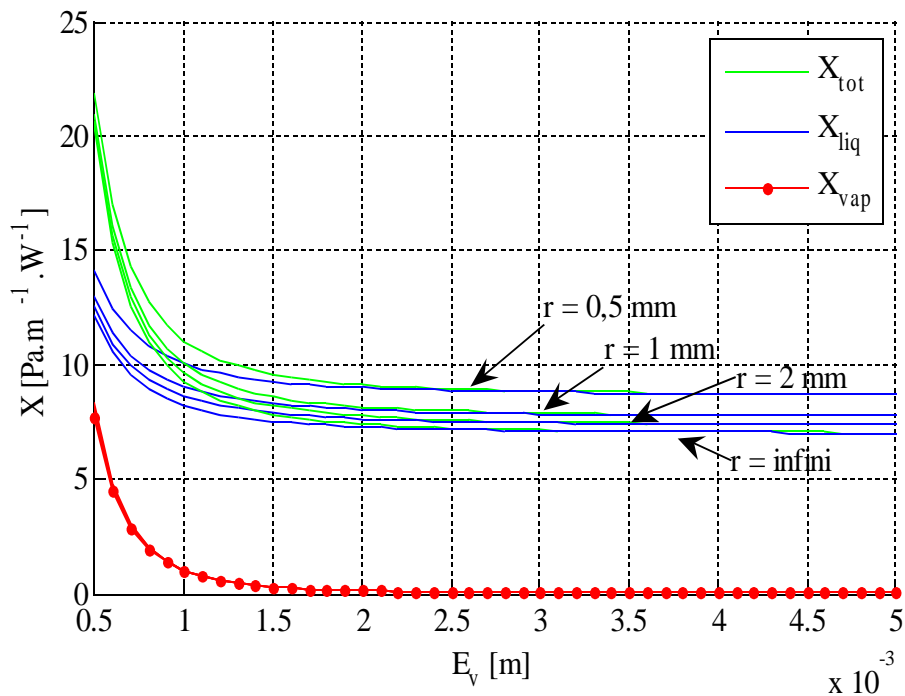


Figure 4.6 : Évolution des pertes de charge en fonction de l'espace vapeur et du rayon de courbure du ménisque

#### 4.2.1.2 Modèle numérique

Afin de valider les hypothèses retenues dans le modèle analytique, un modèle numérique a été développé à l'aide du logiciel commercial Comsol Multiphysics, basé sur la méthode des éléments finis. Les écoulements du liquide et de la vapeur ont été modélisés dans une section droite d'une rainure (figure 4.7). En laminaire, ces écoulements sont décrits par les équations :

$$\mu_l \left( \frac{d^2 v_l}{dy^2} + \frac{d^2 v_l}{dz^2} \right) = -\frac{dP_l}{dx} \quad \text{et} \quad \mu_v \left( \frac{d^2 v_v}{dy^2} + \frac{d^2 v_v}{dz^2} \right) = -\frac{dP_v}{dx} \quad (4.26)$$

où  $\mu$  est la viscosité du fluide considéré et  $v$  la vitesse du fluide. Les caractéristiques géométriques sont présentées sur la figure 4.7. Le rayon de courbure de l'interface liquide-vapeur est imposé. L'interface liquide-vapeur est prise en compte en supposant la continuité des contraintes entre le liquide et la vapeur. Une condition de non glissement est imposée aux parois.

Numériquement, les pertes de charge dans le liquide et dans la vapeur sont imposées dans Comsol. Le profil de vitesse et donc le débit de chaque fluide sont ensuite calculés par le logiciel. Dans le cas d'un DTD, les débits massiques du liquide et de la vapeur sont égaux et les écoulements ont lieu à contre-courant. Un couplage avec Matlab permet, par une double méthode de tir, de calculer les pertes de charge dans l'écoulement liquide, et les pertes de charge dans le canal vapeur pour un débit correspondant à un flux thermique donné.

La figure 4.8 montre un exemple de profil de vitesse obtenu pour des débits de liquide et de vapeur correspondant à un flux de chaleur transféré de 44 W à travers les 88 rainures du DTD et un rayon de courbure de l'interface liquide-vapeur égal à 0,5 mm.

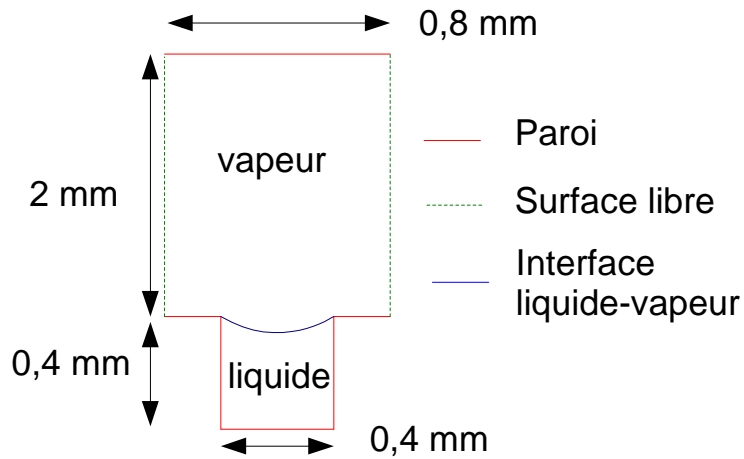


Figure 4.7 : Conditions aux limites du modèle

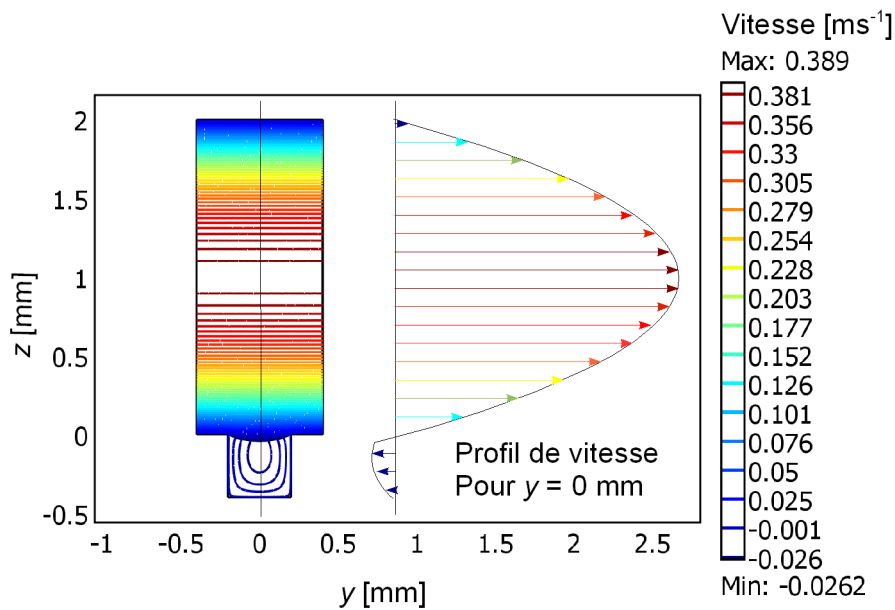


Figure 4.8 : Profil de vitesse dans les canaux

La figure 4.9 représente l'évolution de la somme des pertes de charge linéiques liquide et vapeur en fonction du flux de chaleur pour deux géométries données ( $r = 0,5 \text{ mm}$  ;  $E_v = 1 \text{ mm}$  et  $r = 1 \text{ mm}$  ;  $E_v = 2 \text{ mm}$ ). L'évolution des pertes de charge avec le flux thermique est linéaire : il est donc possible de déterminer les pertes de charge par unité de flux transféré  $X$ , qui correspondent aux pentes des droites présentées sur la figure 4.9.



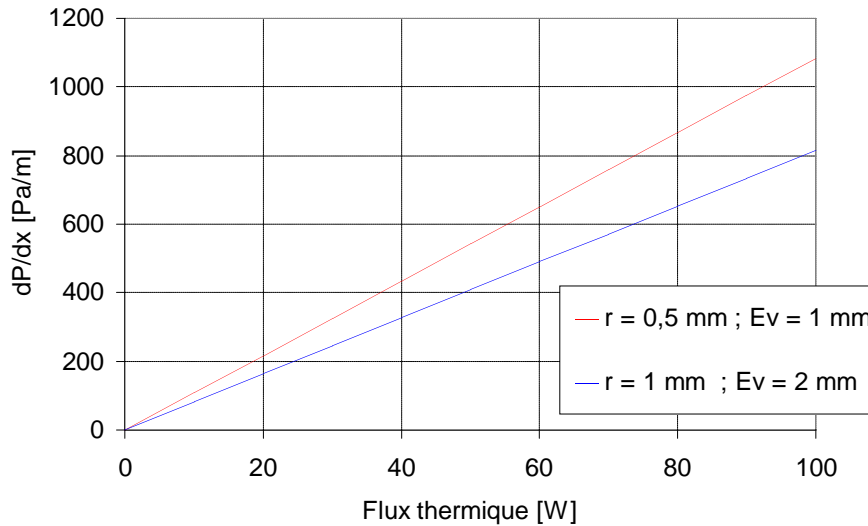


Figure 4.9 : Pertes de charge calculées par le modèle Comsol

#### 4.2.1.3 Comparaison des modèles

Il est intéressant de comparer les résultats issus du modèle analytique et du code numérique 2D développé sous Comsol. La figure 4.10 présente l'évolution des pertes de charge par unité de flux thermique en fonction de la géométrie du domaine et pour les deux méthodes de calcul.

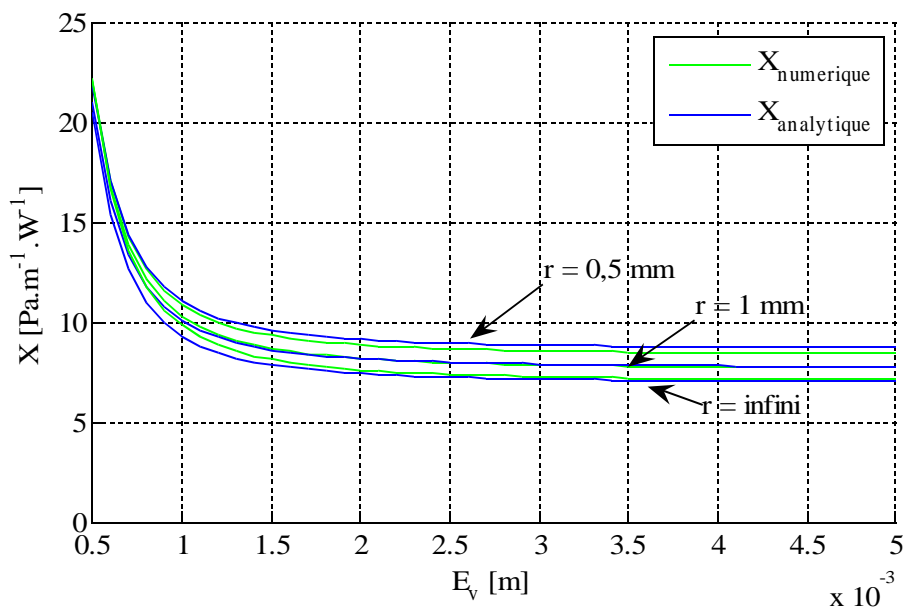


Figure 4.10 : Comparaison des modèles analytique et numérique

Les modèles numérique et analytique donnent des résultats très proches. Pour un grand rayon de courbure de l'interface liquide-vapeur et pour de faibles contraintes interfaciales (c'est-à-dire pour un espace vapeur épais), les deux méthodes convergent vers les mêmes valeurs. Dans ces conditions, les hypothèses retenues dans le modèle analytique sont strictement vérifiées et cela permet de valider le modèle numérique.

Lorsque le rayon de courbure de l'interface diminue, un très faible écart est observé entre les résultats des deux modèles. Lorsque l'épaisseur de l'espace vapeur diminue, et donc que les contraintes

interfaciales augmentent, l'écart entre les deux méthodes augmente. Ceci s'explique par le fait que dans ces conditions, les propriétés physiques des écoulements s'écartent des hypothèses retenue dans le calcul analytique (en particulier dans la calcul du nombre de Poiseuille de l'écoulement liquide où l'interface liquide-vapeur est supposée libre). Toutefois, l'écart entre les résultats reste inférieur à 5 % dans tous les cas, ce qui montre un bon accord entre les deux modèles. Dans la suite de cette thèse, les pertes de charge seront déterminées par la méthode analytique.

## 4.2.2 Modélisation du DTD

Le modèle hydrodynamique du DTD utilisé au cours de cette étude est semblable à celui utilisé par Rullière [10] au cours de sa thèse. Le DTD est divisé en plusieurs volumes élémentaires de longueur  $dx$  pour lesquels les équations de bilan sont écrites pour le liquide et la vapeur.

Les équations de conservation de la masse pour le liquide et la vapeur s'écrivent :

$$\frac{d(A_l u_l)}{dx} dx = - \frac{q(x) l_{a+r}}{\rho_l h_{lv}} dx \quad (4.27)$$

$$\frac{d(A_v u_v)}{dx} dx = \frac{q(x) l_{a+r}}{\rho_v h_{lv}} dx \quad (4.28)$$

où  $l_{a+r}$  est la largeur du volume de contrôle. La densité de flux de chaleur transversal  $\dot{q}(x)$  est déterminée à l'aide du modèle thermique.

Deux équations supplémentaires sont obtenues à partir du bilan de quantité de mouvement :

$$\rho_l \frac{d(A_l u_l^2)}{dx} dx = -A_l \frac{dP_l}{dx} dx + |\tau_{lp}| L_{lp} dx + |\tau_i| L_i dx \quad (4.29)$$

$$\rho_v \frac{d(A_v u_v^2)}{dx} dx = -A_v \frac{dP_v}{dx} dx - |\tau_{vp}| L_{vp} dx - |\tau_i| L_i dx \quad (4.30)$$

Les contraintes sont calculées par le modèle analytique présenté dans la section 4.2.1.1 .

Le rayon de courbure du ménisque peut être relié aux pressions du liquide et de la vapeur en dérivant l'équation de Laplace-Young selon l'axe  $x$  :

$$\frac{dP_l}{dx} = \frac{dP_v}{dx} - \frac{d}{dx} \left( \frac{\sigma}{r} \right) \quad (4.31)$$

Les équations 4.27 à 4.31 forment un système de cinq équations différentielles couplées entre elles. Ce système d'équations non linéaires du premier ordre est résolu numériquement par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4. Les conditions aux limites sont données à l'extrémité du condenseur :

$$u_l = u_v = 0, r = r_{\max}, P_v = P_{\text{sat}} \text{ et } P_l = P_v - \sigma/r_{\max}.$$

où  $P_{\text{sat}}$  est la pression de saturation. La valeur de  $r_{\max}$ , rayon de courbure maximal obtenu à l'extrémité du condenseur, dépend de la densité de flux imposée, de la charge en liquide dans le DTD et de l'épaisseur de l'espace vapeur (voir section 4.1 ).

Ce modèle hydrodynamique dépend des phénomènes de diffusion de la chaleur dans la paroi du DTD : il est donc nécessaire de développer un modèle thermique pour déterminer le flux transféré par changement de phase  $\dot{q}(x)$  le long du diffuseur.

### 4.3 Modélisation thermique

Un modèle thermique de DTD est présenté dans cette section : il s'agit d'une simplification du modèle développé par Rullière au cours de sa thèse [10]. En effet, les résultats expérimentaux présentés dans le chapitre 3 ont mis en évidence un certain nombre de lacunes du modèle de R. Rullière, en particulier dans la prise en compte de paramètres tels le taux de remplissage ou l'épaisseur de l'espace vapeur et leur influence sur les performances thermiques d'un DTD. Le modèle utilisé dans cette thèse est un outil permettant une analyse du comportement thermique et hydrodynamique du DTD étudié expérimentalement.

#### 4.3.1 Modèle nodal du DTD

Afin de modéliser un DTD en fonctionnement, un modèle thermique nodal est développé sous Matlab. Le champ de température dans la paroi est calculé en prenant en compte le flux de chaleur transféré par diffusion le long du DTD et celui transféré transversalement par conduction dans la paroi et le liquide puis par changement de phase à l'interface liquide-vapeur. Ce modèle permet d'estimer les coefficients d'échange à l'évaporateur et au condenseur à partir des profils de température obtenus expérimentalement. Il permet également de déterminer la part de flux de chaleur transférée par conduction dans la paroi et donc de calculer le débit des fluides le long du DTD.

Le DTD est divisé en  $n$  volumes de contrôle pour lesquels l'équation de conservation de l'énergie est écrite (figure 4.11). La température de saturation est supposée constante et connue. La température de la paroi  $T_i$  est calculée pour chaque volume de contrôle  $i$ . Une densité de flux de chaleur  $q_i$  est imposée sous la source chaude, elle dépend de la position du volume de contrôle  $i$  :

$$q_i = \begin{cases} -\frac{Q}{S_{cond}} & \text{au condenseur} \\ 0 & \text{dans la zone adiabatique} \\ \frac{Q}{S_{evap}} & \text{à l'évaporateur} \end{cases} \quad (4.32)$$

où  $Q$  est la puissance thermique totale transférée par le DTD.  $S_{cond}$  et  $S_{evap}$  sont respectivement les surfaces du condenseur et de l'évaporateur. Le flux de chaleur dans la paroi est supposé nul dans la direction longitudinale aux extrémités du DTD.

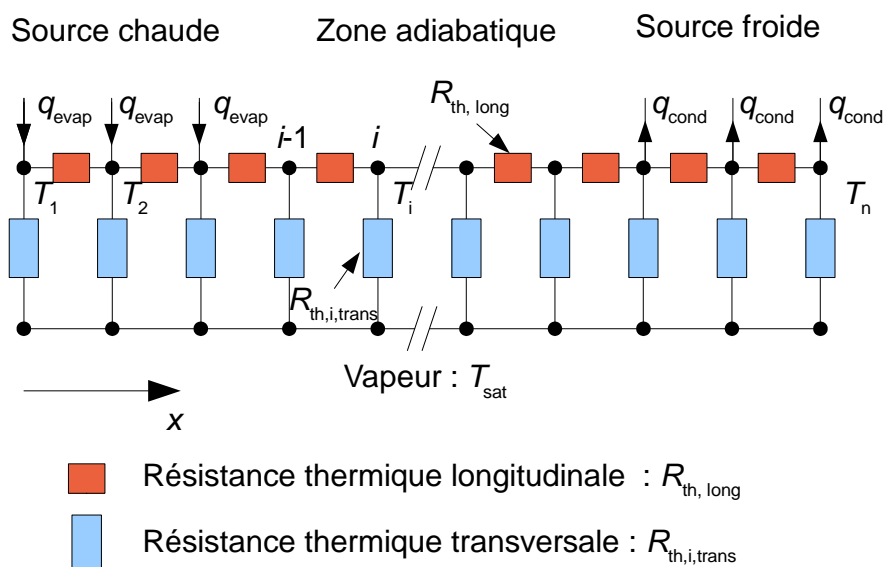


Figure 4.11 : Modèle thermique nodal

Deux résistances thermiques sont prises en compte dans le modèle nodal, la première dans le sens longitudinal  $R_{th,long}$  et la deuxième dans le sens transversal  $R_{th,trans}$ . La résistance thermique transversale permet de modéliser le flux de chaleur dû à la conduction et au changement de phase dans la direction transversale à l'écoulement, au nœud  $i$ . Cette résistance est supposée constante dans la zone d'évaporation et dans la zone de condensation.

Le bilan de conservation de l'énergie sur chaque volume de contrôle permet d'obtenir le système d'équations suivant :

$$\frac{T_{i-1} + T_{i+1}}{R_{th,long}} - T_i \left( \frac{2}{R_{th,long}} + \frac{1}{R_{th,i,trans}} \right) + \frac{T_{sat}}{R_{th,i,trans}} + q_i = 0 \quad (4.33)$$

En considérant les  $n$  nœuds du domaine, on obtient un système tridiagonal de  $n$  équations à  $n+4$  inconnues. Les inconnues du système sont les températures aux  $n$  nœuds du modèle, la température de saturation, les résistances thermiques à l'évaporateur et au condenseur et la résistance thermique longitudinale. Ce système est résolu par une méthode d'estimation de paramètres (moindres carrés non linéaires) à partir des mesures de température. La résistance thermique longitudinale est une caractéristique propre du système qui est déterminée à l'aide de mesures obtenues lorsque le DTD est vide. La température de saturation est connue pour chacun des essais et les résistances thermiques à l'évaporateur et au condenseur sont déterminées lors de chaque essai car elles dépendent de la charge et de l'épaisseur de l'espace vapeur.

Dans cette configuration, ce modèle thermique n'est pas un modèle prédictif à cause de l'absence de connaissances de certains paramètres thermiques. Néanmoins, il permet de déterminer la densité de flux de chaleur transversale  $q$  en chaque point du système, qui constitue une entrée du modèle hydrodynamique (équations 4.27 et 4.28).

De plus, ce modèle, couplé aux résultats expérimentaux en thermique, permet d'estimer la valeur moyenne des résistances thermiques transversales en évaporation et en condensation. La valeur de ces résistances dépend du type de changement de phase qui a lieu dans le volume de contrôle considéré (condensation ou évaporation), du rayon de courbure du ménisque et de la géométrie des rainures. Au cours de sa thèse, Rullière a développé des modèles permettant de prédire la valeur de cette résistance transversale en fonction de différents paramètres (voir chapitre I). Ces modèles sont comparés à nos résultats dans la suite de ce chapitre.

### 4.3.2 Détermination de la résistance thermique longitudinale

Nous avons vu dans le chapitre 3 l'importance de la part du flux thermique transféré directement par conduction  $\alpha$  par rapport au flux total transféré par le système.  $\alpha$  influe directement sur le débit de liquide et donc sur les pertes de charge au sein du DTD. Afin de prendre en compte correctement l'ensemble des transferts conductifs dans le système (plaque en cuivre, joint plat, plaques transparentes et brides de serrage), il est nécessaire d'estimer la résistance thermique longitudinale du DTD vide  $R_{th,long}$ .

Ce paramètre peut être déterminé en considérant le DTD sans fluide caloporteur ( $t_r = 0$  %) transférant de la chaleur depuis la source chaude vers la source froide. La modélisation du DTD dans cette configuration est une simplification du modèle présenté dans la section précédente (figure 4.11) : pour un diffuseur vide, il n'y a plus de transfert de chaleur par changement de phase et les résistances thermiques transversales peuvent être considérées comme infinies. Le modèle se réduit à un modèle purement conductif 1D dont la résistance thermique longitudinale, considérée comme constante le long du DTD, est le seul paramètre inconnu.

La comparaison entre les mesures à vide présentées dans la section 3.1.1 pour différents flux thermiques transférés par le DTD et les résultats du modèle permet, par une estimation de paramètres, de déterminer la valeur de la résistance thermique longitudinale du DTD. Cette résistance est

sensiblement constante quel que soit le flux de chaleur imposé à la source chaude. On obtient  $R_{th, long} = 7,5 \pm 0,2 \text{ K.W}^{-1}\text{m}^{-1}$ . Pour comparaison, nous pouvons calculer la résistance thermique transversale de la plaque en cuivre sous la structure capillaire seule : elle est égale à  $R_{th, Cu} = 1/(\lambda_{Cu} S_{Cu}) = 13,4 \text{ K.W}^{-1}\text{m}^{-1}$ . Le rôle des brides et des différentes pièces du système d'assemblage dans le transfert de chaleur par conduction est donc non négligeable. La figure 4.12 présente les champs de température mesurés (marqueurs) et les champs de température modélisés (traits pleins) à partir de la résistance thermique longitudinale identifiée. Un très bon accord est observé entre les mesures et les champs de température ainsi modélisés. La valeur obtenue pour la résistance thermique longitudinale du DTD vide est utilisée dans l'ensemble de ce chapitre.

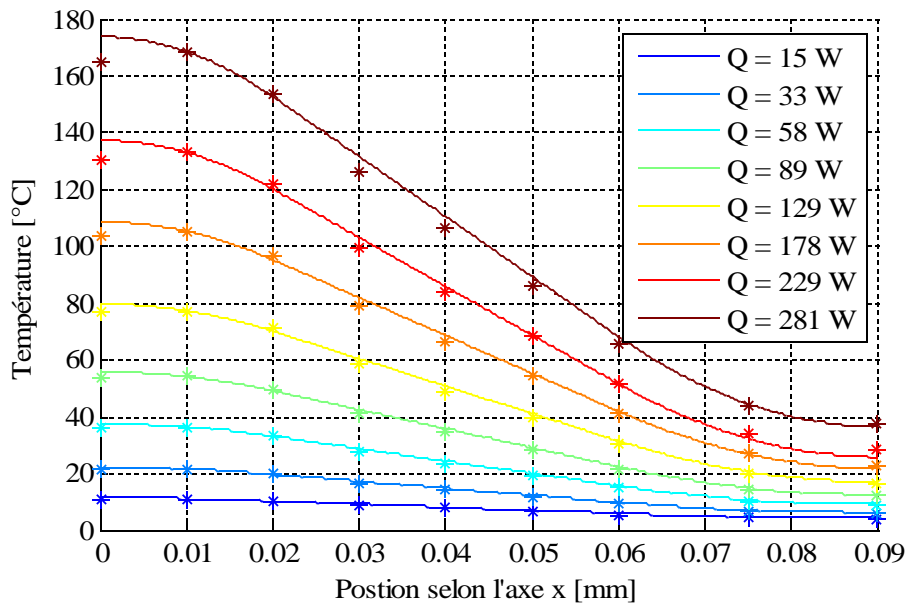


Figure 4.12 : Comparaison entre résultats numériques et mesures

### 4.3.3 Exemple de résultats du modèle

Connaissant la résistance longitudinale du DTD, il est possible d'utiliser le modèle numérique pour l'étude du DTD grâce aux résultats expérimentaux. Dans cette section, nous présentons un exemple d'application du modèle pour une configuration où le DTD est étudié en position horizontale. Le fluide caloporteur est de le n-pentane ( $t_r = 9\%$ ) et la température de saturation est de  $40^\circ\text{C}$ . L'épaisseur de l'espace vapeur est de 2 mm et le flux transféré par le DTD est de  $28 \text{ W}$  ( $q = 2 \text{ W/cm}^2$ ).

La première étape de l'étude consiste à utiliser le modèle thermique nodal pour déterminer le profil de température dans le DTD et déterminer les débits de fluide dans les rainures. Dans cette étape, les coefficients d'échange thermiques à l'évaporateur et au condenseur sont estimés à l'aide des mesures de température. La figure 4.13 présente les profils de température mesuré et modélisé. Un accord satisfaisant est trouvé. Les coefficients d'échange thermiques estimés en évaporation et en condensation valent respectivement  $1708$  et  $1563 \text{ W/m}^2\text{K}$ .

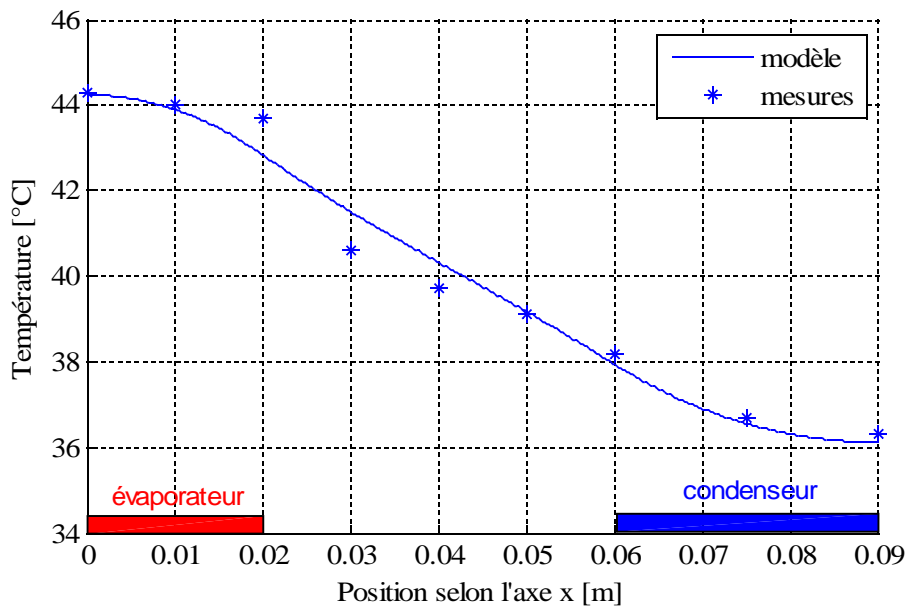


Figure 4.13 : Profil de température le long du DTD  
 ( $t_r = 9\%$ ,  $E_v = 2\text{ mm}$ ,  $Q = 28\text{ W}$ )

La connaissance du profil de température permet de calculer les débits d'évaporation et de condensation le long des rainures du DTD. La deuxième étape de l'étude consiste à utiliser le modèle hydrodynamique pour déterminer les pertes de charge et l'évolution du rayon de courbure dans le DTD. Les figures 4.14 et 4.15 présentent respectivement les profils calculés et mesurés du rayon de courbure dans les rainures et de la pression capillaire le long du DTD. Notons que la valeur moyenne des rayons de courbure est *a priori* inconnue : elle est donc ajustée grâce aux résultats expérimentaux. Dans cet exemple, un bon accord est observé entre les résultats numériques et les résultats expérimentaux.

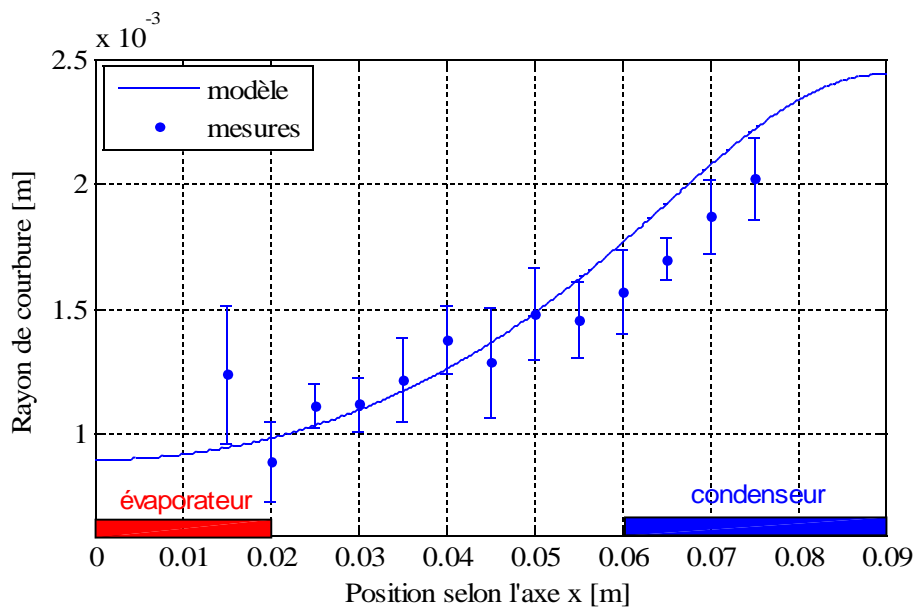


Figure 4.14 : Évolution du rayon de courbure dans le DTD  
 ( $t_r = 9\%$ ,  $E_v = 2\text{ mm}$ ,  $Q = 28\text{ W}$ )

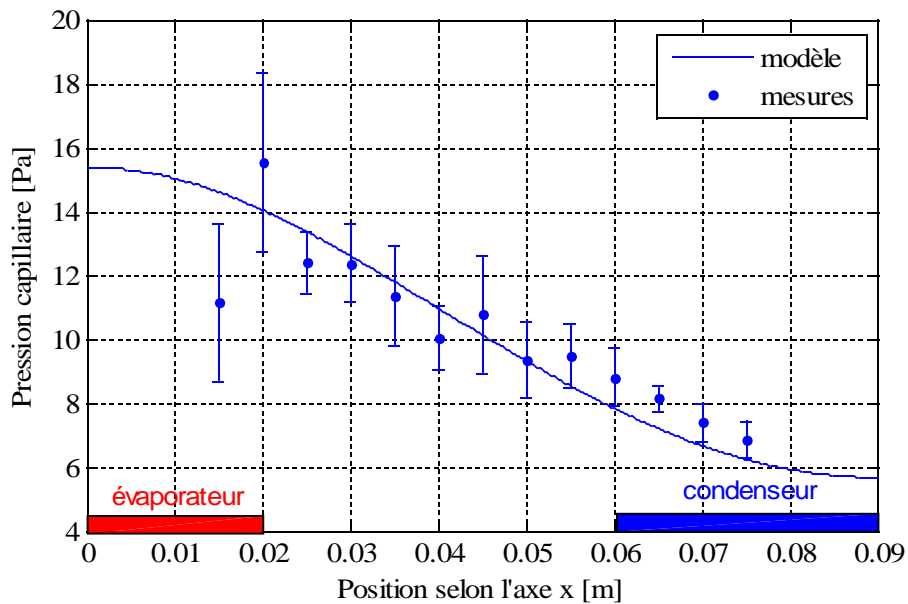


Figure 4.15 : Évolution de la pression capillaire le long du DTD  
( $t_r = 9\%$ ,  $E_v = 2\text{ mm}$ ,  $Q = 28\text{ W}$ )

## 4.4 Exploitation du modèle

La manière d'exploiter les résultats expérimentaux présentée dans le paragraphe précédent a été mise en oeuvre pour l'ensemble des essais expérimentaux réalisés au cours de ce travail de thèse. Dans un premier temps, les résultats numériques et expérimentaux sont comparés afin de valider le modèle. Dans un second temps, le modèle est utilisé afin d'étudier l'influence des contraintes interfaciales, ainsi que l'influence de l'ébullition sur les écoulements. Enfin, une analyse des performances thermiques est effectuée et les résultats sont comparés à ceux du modèle développé par Rullière.

### 4.4.1 Comparaison des modèles numériques et des résultats expérimentaux

Nous disposons de nombreuses mesures obtenues pour le DTD à rainures longitudinales rempli avec du n-pentane. Les températures le long de la paroi et les rayons de courbure le long des rainures ont été mesurés pour deux épaisseurs de l'espace vapeur ( $E_v = 2\text{ mm}$  et  $E_v = 1\text{ mm}$ ) et différentes inclinaisons du DTD ( $\theta = 0^\circ$ ,  $2,5^\circ$  et  $5^\circ$ ). Il est donc possible de comparer les pertes de charge mesurées aux pertes de charge calculées par le modèle présenté dans la section précédente.

Pour l'ensemble des mesures effectuées, les variations de pression capillaire mesurées sont tracées sur la figure 4.16 par rapport aux variations de pression capillaire calculées par le modèle hydrodynamique. Plus les points sont proches de la première bissectrice du repère, plus l'accord entre résultats expérimentaux et résultats numériques est bon.

On observe que, quels que soient le flux transféré, l'épaisseur de l'espace vapeur et l'inclinaison du DTD, les résultats issus du modèle sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Cela valide notre approche théorique. Nous pouvons tout de même noter que le modèle tend presque systématiquement à légèrement surestimer les variations de pression capillaire au sein du DTD. L'écart moyen entre les résultats expérimentaux et numérique est de l'ordre de 15 %.

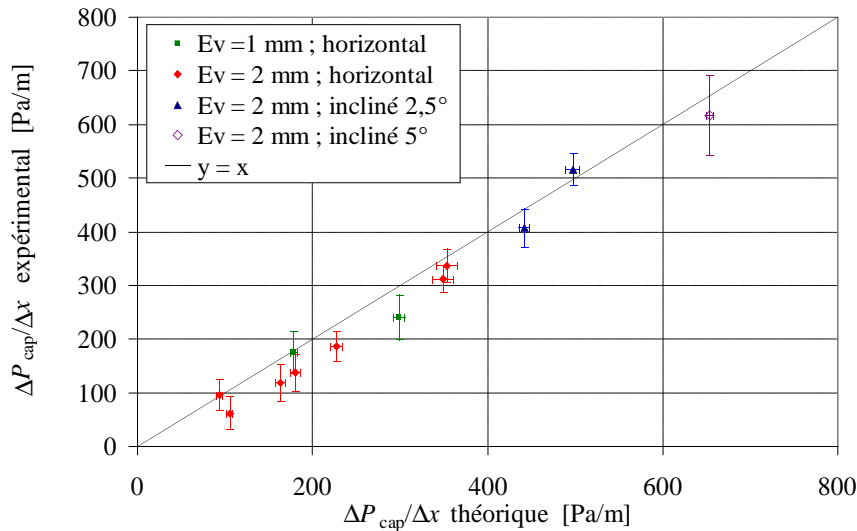


Figure 4.16 : Comparaison entre mesures et résultats numériques

#### 4.4.2 Études des contraintes interfaciales liquide-vapeur

La manière de modéliser les contraintes interfaciales à l'interface liquide-vapeur a fait l'objet de plusieurs publications (voir section 1.3.1.3 de l'étude bibliographique). Dans la section précédente, nous avons comparé nos résultats expérimentaux avec un modèle de pertes de charge dans lequel les contraintes interfaciales étaient prises en compte en considérant le liquide comme immobile par rapport à la vapeur [39]. Les résultats obtenus sont proches de ceux donnés par un modèle numérique développé sous Comsol dans lequel les hypothèses sont l'égalité des vitesses liquide et vapeur à l'interface et la continuité des contraintes entre le liquide et la vapeur (voir paragraphe 4.2.1).

Cette hypothèse est un compromis entre le fait de considérer l'interface liquide-vapeur comme une surface libre (sans contraintes) et le fait de considérer l'interface fixe, comme si le ménisque restait accroché à la rainure [38].

La figure 4.17 illustre la comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats numériques pour les trois hypothèses citées ci dessus. On observe que l'hypothèse d'une interface fixe conduit à une surestimation des pertes de charge dans l'écoulement. D'un autre côté, l'hypothèse d'une surface libre donne des résultats très proches de ceux donnés par notre hypothèse.

L'incertitude sur les mesures ne permet pas d'étudier plus en détails les contraintes interfaciales dans le diffuseur à rainures longitudinales. Il serait intéressant d'effectuer des mesures avec un espace vapeur plus mince, afin d'augmenter la vitesse de la vapeur, et donc les contraintes interfaciales.

Pour les débits rencontrés dans nos expériences, l'influence des contraintes interfaciales sur les écoulements et sur les pertes de charge est donc faible. A noter que ce type de débit est usuel pour les DTD dans le domaine du refroidissement électronique. Une meilleure prise en compte des contraintes interfaciales n'est donc pas un enjeu capital dans l'étude du fonctionnement de ce type de système.



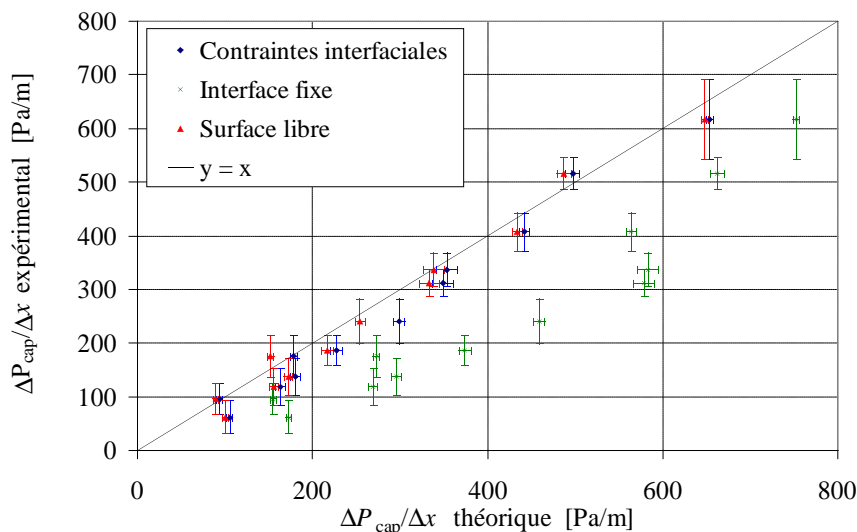


Figure 4.17 : Comparaison entre mesures et résultats numériques pour différentes hypothèses de contraintes interfaciales

### 4.4.3 Influence de l'ébullition sur la limite capillaire

Nous avons vu dans le chapitre 3 qu'à partir d'un certain flux thermique imposé à l'évaporateur, l'ébullition nucléée se déclenche dans les rainures. Contrairement à ce qui est écrit dans la littérature, l'ébullition n'empêche pas le fonctionnement du DTD et participe même à l'amélioration des échanges thermiques au sein du système. Il est toutefois légitime de se demander si l'ébullition a un impact sur la limite capillaire du DTD.

Une nouvelle série de manipulations a donc été effectuée pour étudier l'influence de l'ébullition sur la limite capillaire. Le but de cette série de mesures est d'atteindre la limite d'assèchement du DTD pour différentes conditions de fonctionnement, c'est-à-dire avec et sans ébullition. En pratique, le diffuseur est incliné en position défavorable. Pour de fortes inclinaisons, le flux thermique provoquant l'assèchement est faible et celui-ci a donc lieu en l'absence d'ébullition. Pour de faibles inclinaisons, au contraire, le flux thermique provoquant l'assèchement est élevé et l'ébullition est donc pleinement développée.

Le but de l'expérience est de calculer dans chacune des configurations d'assèchement la différence de pression capillaire entre le condenseur et l'évaporateur du DTD. Si celle-ci reste constante, c'est que l'ébullition n'a pas d'influence sur la limite capillaire, tandis que si la différence de pression capillaire maximum diminue quand l'ébullition devient pleinement développée, c'est que cette dernière empêche le remouillage de la paroi par les forces capillaires et donc diminue la limite capillaire du système.

En présence d'ébullition, il n'est plus possible d'utiliser le microscope confocal à cause des vagues que crée l'explosion des bulles de vapeur dans les rainures. La mesure des pertes de charge au sein du DTD n'est donc plus réalisable par cette méthode. Toutefois, le modèle numérique, validé hors ébullition nucléée, peut être utilisé pour estimer les pertes de charge dans le DTD, à partir des champs de température mesurés.

En pratique, le diffuseur, rempli de méthanol ( $t_r = 10\%$ ) est fixé sur un goniomètre de précision et sa température de saturation est maintenue à  $60^\circ\text{C}$  pour l'ensemble des mesures. Pour des flux thermiques allant de 0 à 250 W ( $q = 0$  à  $18\text{ W/cm}^2$  à l'évaporateur), le DTD est incliné en position défavorable jusqu'à sa limite d'assèchement. L'assèchement du système est déterminé visuellement quand les extrémités d'au moins deux rainures sont asséchées (détachement des ménisques de l'extrémité du DTD). Le champ de température le long du DTD est enregistré dans cette configuration qui correspond à la limite de fonctionnement du système. Plus le flux thermique imposé à

l'évaporateur est important, plus l'ébullition nucléée est pleinement développée.

La figure 4.18 présente l'évolution de l'angle limite d'assèchement en fonction du flux imposé. L'incertitude sur la mesure de cet angle a été estimée à  $0,1^\circ$ . La résistance thermique totale du système, obtenue au moment de l'assèchement, est tracée sur la figure 4.19. On peut remarquer que celle-ci diminue quand le flux thermique imposé à l'évaporateur augmente. Cela est certainement dû à l'intensification de l'ébullition avec l'augmentation de flux thermique qui améliore sensiblement les transferts thermiques au sein du DTD.

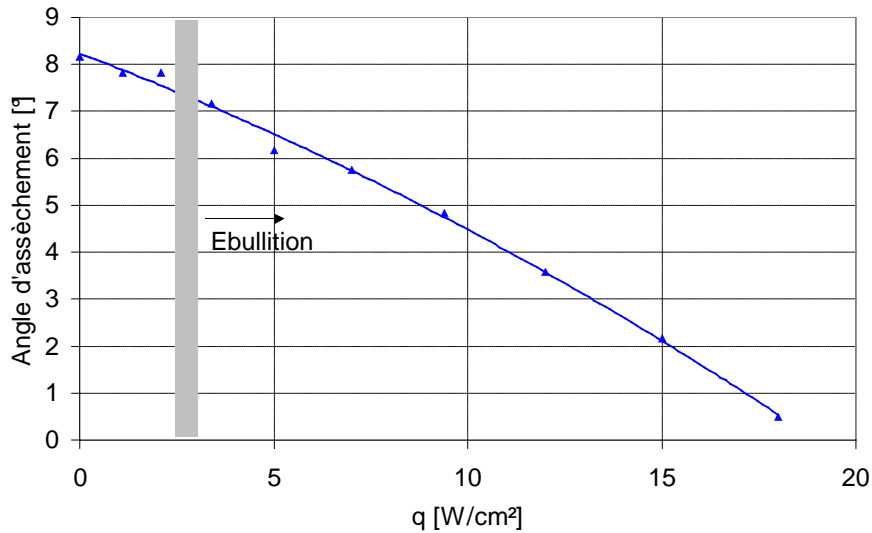


Figure 4.18 : Évolution de l'angle d'assèchement

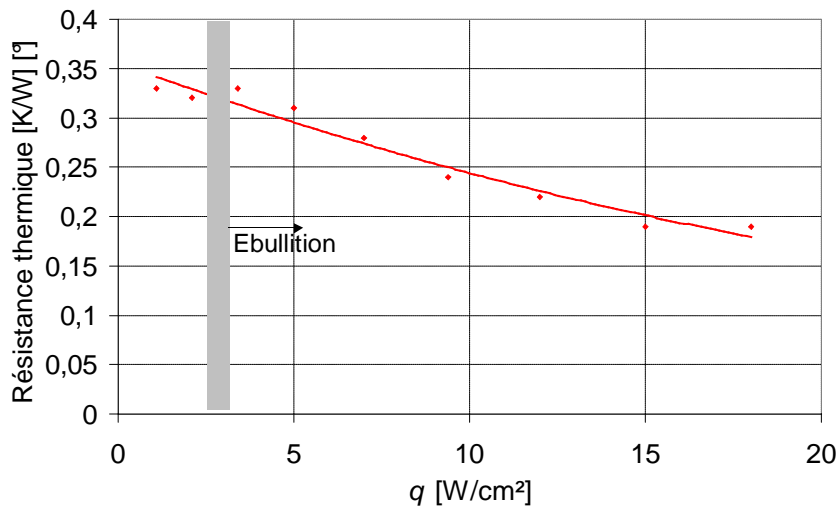


Figure 4.19 : Évolution de la résistance thermique du DTD

Dans la configuration étudiée, la somme des pertes de charge et de la variation de la pression hydrostatique est égale à la pression maximale que peut soutenir la structure capillaire :

$$\Delta P_{cap} = \Delta P_g + \Delta P_f \quad (4.34)$$

La variation de pression hydrostatique est mesurée à partir de l'inclinaison  $\alpha$  du DTD :

$$\Delta P_g = \rho_l g L \sin \theta \quad (4.35)$$

Les pertes de charge  $\Delta P_f$  sont estimées grâce au modèle numérique de DTD et aux champs de température mesurés.

Les évolutions de la différence de pression hydrostatique  $\Delta P_g$  et de la différence de la pression capillaire maximale  $\Delta P_{cap}$  en fonction du flux transféré par le DTD sont présentées sur la figure 4.20 respectivement par des étoiles et des carrés. Ces valeurs sont calculées à partir des résultats expérimentaux et de l'équation 4.34. Les incertitudes sont obtenues en considérant l'incertitude sur l'angle d'assèchement du DTD, ainsi qu'une incertitude de 15% sur le modèle numérique. Nous pouvons remarquer que la pression capillaire que peut soutenir la structure capillaire reste sensiblement constante quel que soit le flux, et donc quelle que soit l'intensité de l'ébullition à l'évaporateur. Il semble donc que la présence d'ébullition ne dégrade pas les performances hydrodynamiques du DTD et n'abaisse pas la limite capillaire du système.

En traits pleins sont tracées les pressions capillaires maximales que la structure capillaire pourrait soutenir en considérant une mouillabilité parfaite du liquide à l'évaporateur et en supposant d'une part un rayon de courbure infini au condenseur (DTD incliné) et d'autre part un rayon de courbure égal à 2 mm au condenseur (ordre de grandeur du rayon de courbure maximal pour un DTD en position horizontale ayant une épaisseur d'espace vapeur de 2 mm).

Notons que la pression capillaire obtenue pour le flux testé le plus élevé ( $q = 18 \text{ W/cm}^2$ ) semble être légèrement inférieure aux autres. En effet, pour un tel flux, le DTD est quasiment horizontal et l'épaisseur de l'espace vapeur ne permet pas un rayon de courbure infini dans les rainures à l'extrémité du condenseur, ce qui entraîne une diminution de la limite capillaire du DTD. Pour des inclinaisons plus élevées, les forces gravitationnelles deviennent prépondérantes et conduisent à un rayon de courbure proche de l'infini au condenseur.

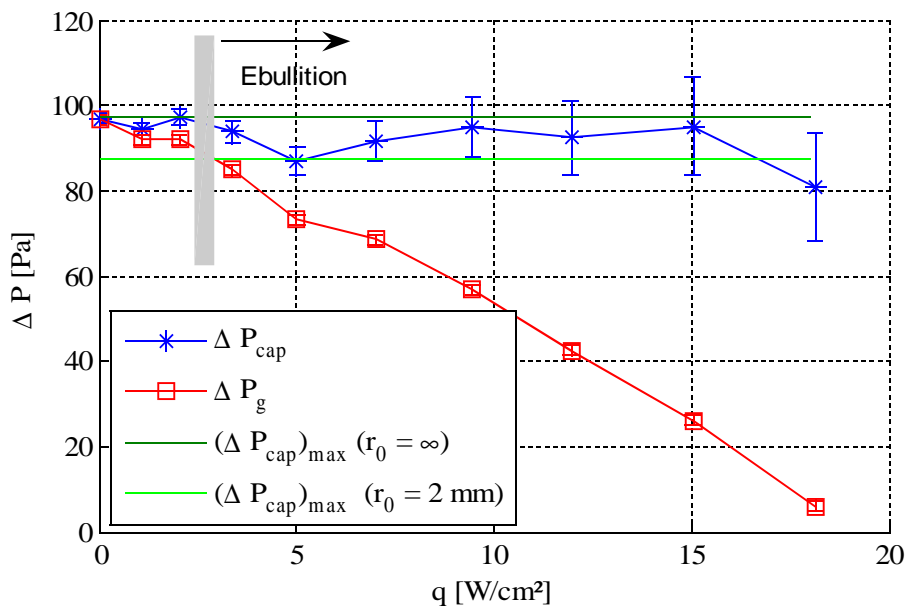


Figure 4.20 : Différence de pression capillaire et différence de pression hydrostatique à la limite d'assèchement

#### 4.4.4 Étude thermique de l'évaporateur et du condenseur

Rullière [10] a développé des modèles 2D pour prendre en compte les échanges de chaleur à l'évaporateur et au condenseur (chapitre I). Ces modèles sont basés sur des transferts par conduction dans le liquide et la paroi et sur des transferts avec changement de phase à l'interface liquide-vapeur. Ils nécessitent la connaissance de la forme du ménisque dans les rainures à l'évaporateur et au condenseur, ainsi que sur le sommet des ailettes pour le film de condensation. De plus, un paramètre important et mal connu permet de modéliser les transferts à l'interface liquide-vapeur : le coefficient d'accommodation  $a_c$ . Ces modèles prédictifs ne prennent pas en compte l'influence de la charge et de

l'épaisseur de l'espace vapeur. Dans ce paragraphe, nous comparons les résultats donnés par ces modèles à ceux obtenus par l'estimation de paramètres à partir des résultats expérimentaux.

#### 4.4.4.1 Étude de l'évaporateur

Les coefficients d'échange thermique à l'évaporateur calculés par le modèle de Rullière sont tracés sur la figure 4.21 par des courbes en traits pleins en fonction du rayon de courbure de l'interface liquide-vapeur. Le coefficient d'accommodation étant inconnu pour le n-pentane, plusieurs coefficients d'accommodation sont considérés. Nous présentons sur la même figure les coefficients d'échange thermique moyens obtenus lors de plusieurs expériences dans la zone de l'évaporateur à l'aide de marqueurs : l'abscisse des étoiles représente la valeur moyenne du rayon de courbure dans la zone d'évaporation tandis que les barres représentent le domaine de variation des rayons de courbure dans cette même zone pour un essai donné.

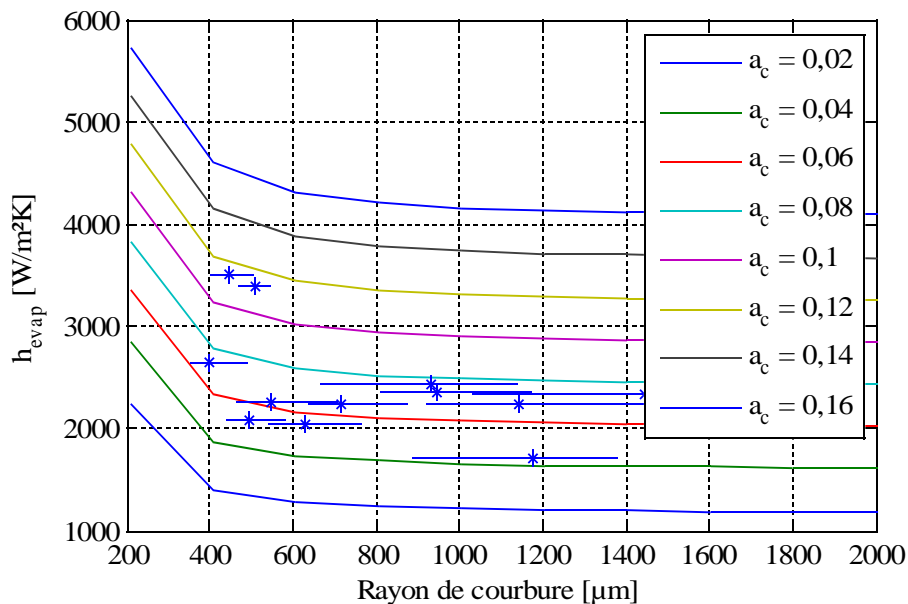


Figure 4.21 : Comparaison entre le modèle numérique de l'évaporateur [10] et l'identification expérimentale des coefficients d'échange

Nous pouvons observer que, hormis deux points, l'ensemble des mesures correspond aux résultats numériques prédits pour un coefficient d'accommodation de  $0,06 \pm 0,02$ . Il serait intéressant de comparer cette valeur à des mesures spécifiques réalisées pour le n-pentane, mais nous n'en avons pas trouvé dans la littérature.

#### 4.4.4.2 Étude du condenseur

La valeur de la résistance thermique dans la zone de condensation dépend non seulement du rayon de courbure dans les rainures, mais aussi du flux thermique par changement de phase. En effet, plus le flux de condensation est élevé, plus l'épaisseur des films liquides est importante. Comme pour le modèle de l'évaporateur, il est intéressant de comparer les prédictions numériques obtenues par le modèle de condensation développé par Rullière avec les valeurs identifiées à partir des résultats expérimentaux dans la zone de condensation. Les résultats numériques pour différents flux de condensation sont tracés sur la figure 4.22. Les traits pleins représentent les résultats pour un coefficient d'accommodation de 0,06 et les traits pointillés les résultats pour un coefficient d'accommodation de 0,01. Les étoiles correspondent aux valeurs identifiées à partir des résultats expérimentaux.

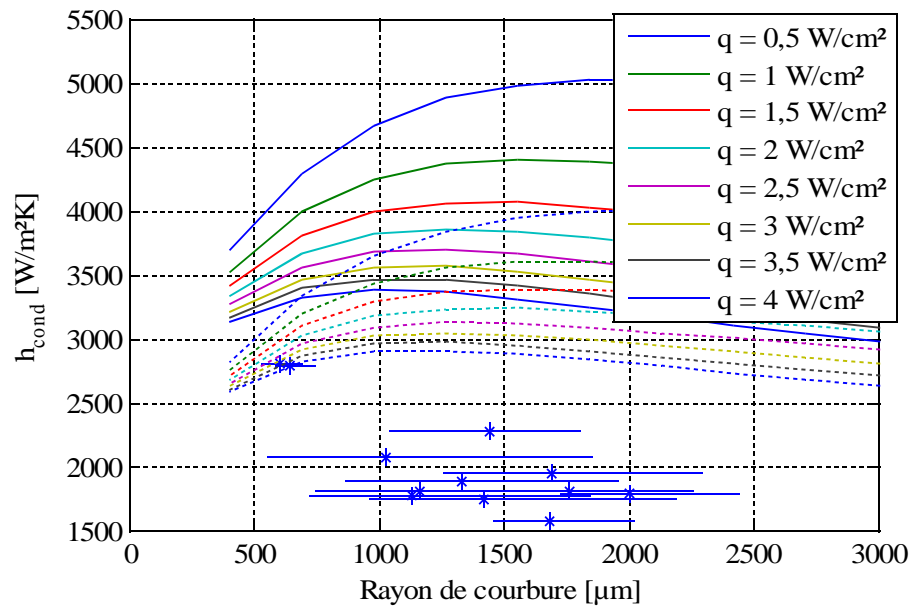


Figure 4.22 : Comparaison entre le modèle numérique du condenseur [10] et l'identification expérimentale des coefficients d'échange

On observe que l'ordre de grandeur des coefficients d'échange théoriques et expérimentaux n'est pas le même : même pour une très faible valeur du coefficient d'accommodation et pour de forts flux, le modèle numérique surestime le coefficient d'échange thermique au condenseur. Cela peut être expliqué en partie par le fait qu'une partie du condenseur est noyée par le liquide en excès dans le DTD. Cependant, la surface noyée reste faible par rapport à la surface totale d'échange (de l'ordre de 20 % au maximum dans nos expériences) et cela ne justifie donc pas complètement l'écart observé entre les résultats numériques et expérimentaux. La différence observée peut également être due à une mauvaise modélisation de la forme du film de condensat sur le sommet des ailettes, déterminée à partir d'un modèle hydrodynamique présenté dans le chapitre 1. Ce constat est conforté par des mesures d'épaisseur de film de condensat réalisées avec le DTD en silicium.

#### 4.4.5 Étude hydrodynamique des films minces au condenseur

Sur le cuivre, il n'a pas été possible de visualiser les films de condensat sur le sommet des ailettes à cause de la grande réflectivité du matériau. Nous n'avons donc pas pu comparer la forme de l'interface liquide-vapeur du film de condensat déterminée par le modèle à des mesures par microscopie confocale sur le DTD en cuivre. Toutefois, ce type de mesures a pu être réalisé sur le diffuseur en silicium à rainures radiales chargé en méthanol. Même si la géométrie du DTD n'est pas identique à celle du DTD en cuivre, il est intéressant de comparer la forme des films de condensat ainsi mesurée à celle obtenue par le modèle.

La figure 4.23 présente un exemple de résultats numériques issus du modèle : la forme de l'interface liquide-vapeur est tracée dans une section transversale à une demi-rainure pour une épaisseur d'ailette et une largeur de rainure de 400 μm chacune. Le fluide considéré est le méthanol et le rayon de courbure dans la rainure est égal à 1 mm. La forme de l'interface liquide-vapeur est présentée pour différents flux de condensation. On remarque que celle-ci ne dépend pas du flux de chaleur. Seule sa position relative par rapport à l'ailette change en fonction du flux de condensation. En considérant la symétrie du domaine étudié, on remarque que si  $r_r$  et  $r_a$  représentent les rayons de courbures des interfaces dans la rainure et sur l'ailette, le rapport entre ces rayons de courbure ne dépend que du rapport de largeur entre la rainure et l'ailette. On a :

$$\frac{r_r}{r_a} = \frac{l_r}{l_a} \tag{4.36}$$

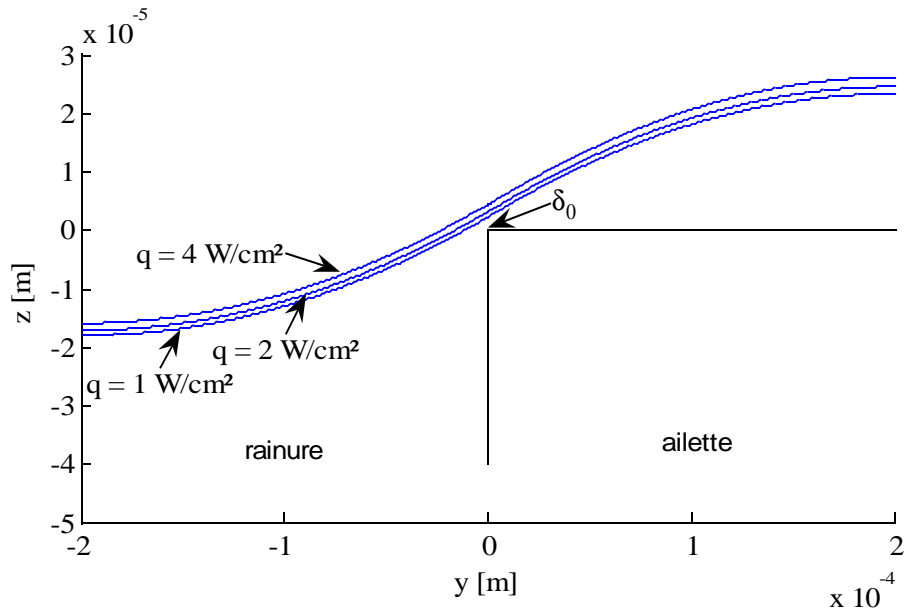


Figure 4.23 : Exemple de résultats issus du modèle

Le modèle développé par Rullière n'est donc pas utile puisque le résultat obtenu est trivial et ne dépend que de la géométrie du système. Ce modèle, basé sur la variation de la courbure de l'interface en fonction des pertes de charge ne peut conduire à une variation sensible de la courbure que si les débits sont très importants et les épaisseurs de films très faibles. Cette configuration n'est rencontrée qu'au niveau de la jonction entre le ménisque dans la rainure et le film de condensats au dessus de l'aillette. En considérant comme zone d'étude l'ensemble de l'aillette, la courbure ne peut que rester constante et est donnée par l'équation 4.36.

La figure 4.24 présente un exemple de profil de l'interface liquide-vapeur obtenu expérimentalement par Lefèvre *et al.* [116] pour le diffuseur à rainures radiales en silicium rempli avec du méthanol. Le taux de remplissage est de 4,7 % et la température de saturation est de 30°C. Le profil a été mesuré au centre du condenseur. Pour des raisons de lisibilité, les axes ne sont pas orthonormés. Les rayons de courbure estimés par identification à partir des mesures sont égaux à 1,08 mm dans les rainures et à 12,4 mm sur le sommet des ailettes. Dans les mêmes conditions, le modèle de Rullière conduit à un rayon de courbure sur le sommet de l'aillette égal à environ 2 mm.

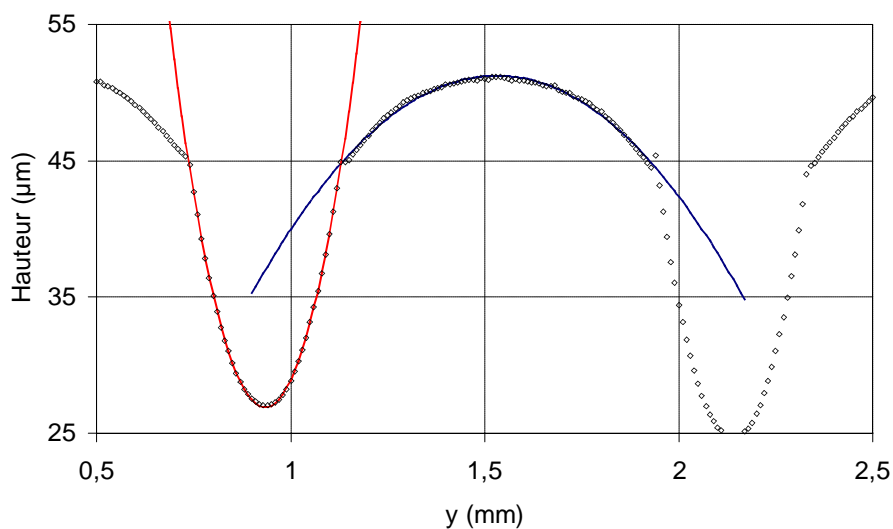


Figure 4.24 : Exemple de mesure des films de condensat pour le diffuseur en silicium en fonctionnement et courbes de tendance circulaires [116]

Le rayon de courbure du ménisque dans les rainures et du film de condensat sur le sommet des ailettes a été mesuré le long de la zone de condensation pour différents flux thermiques (de 4,4 à 8,4 W/cm<sup>2</sup> à l'évaporateur). Les résultats de ces mesures sont présentés sur la figure 4.25. Les rayons de courbure théoriques sur le sommet de l'ailette sont tracés en traits pointillés. Ces valeurs sont obtenues à partir des rayons de courbure expérimentaux dans les rainures, de l'équation 4.36 et des propriétés géométriques du diffuseur.

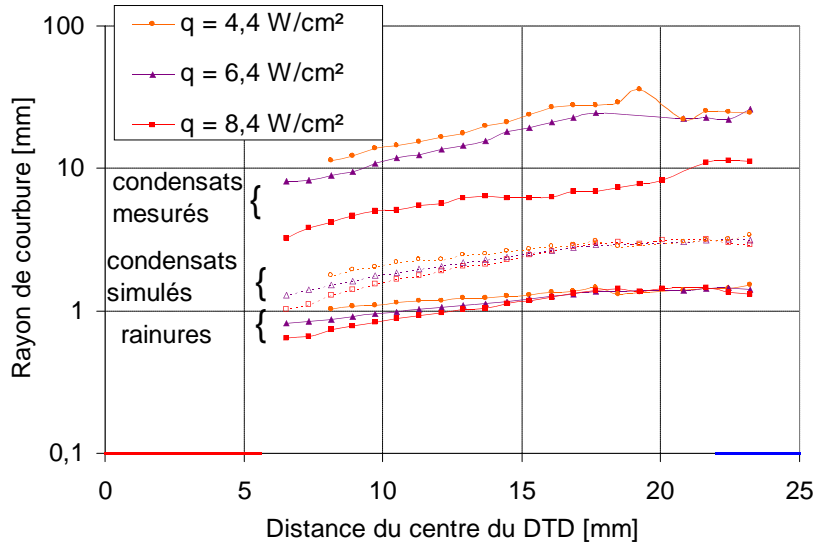


Figure 4.25 : Comparaison entre les résultats expérimentaux et les résultats issus du modèle de condensation pour le diffuseur en silicium

On observe que les résultats expérimentaux sont très différents de ceux prédits par le modèle : le modèle sous estime largement le rayon de courbure du film de condensat sur les ailettes. La figure 4.26 illustre cela en comparant le profil expérimental de la figure 4.24 et le profil issu du modèle numérique dans ces conditions. La position exacte de l'ailette est inconnue, en particulier son altitude, et la position indiquée n'est qu'une position approximative.

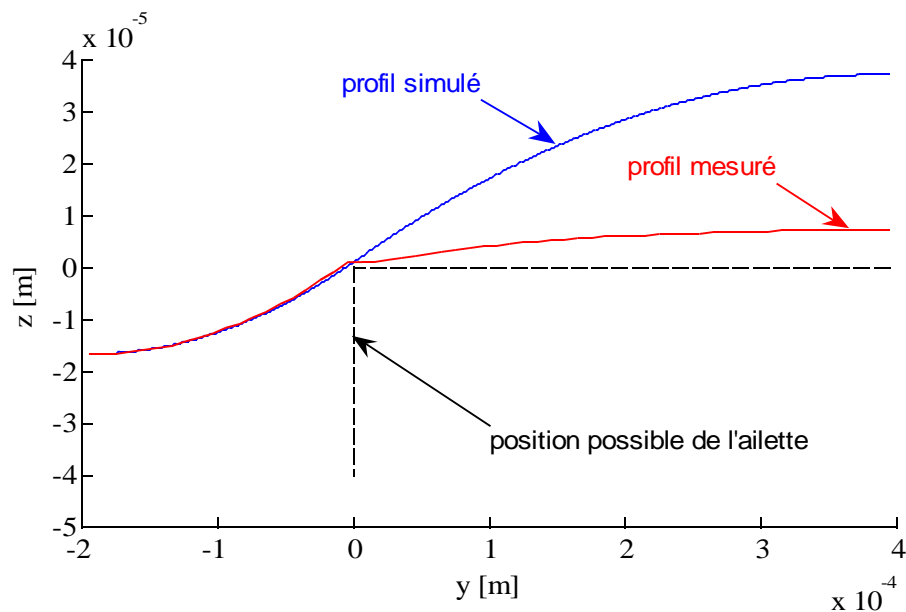


Figure 4.26 : Comparaison entre le profil expérimental et le profil simulé

Ces mesures ont été effectuées pour un diffuseur dont la géométrie est différente du diffuseur étudié dans ce chapitre. Cependant, si le modèle n'est pas fidèle pour le silicium, il est possible que ce soit également le cas pour le cuivre. Cela peut expliquer que les résultats du modèle de condensation 2D ne sont pas en bon accord avec les résultats expérimentaux.

Sur le profil expérimental présenté sur la figure 4.26, nous pouvons observer une rupture de pente entre ce qui semble être la jonction entre le ménisque dans la rainure et le film de condensat sur les ailettes. Cette rupture de pente contredit l'hypothèse faite par Rullière dans son modèle, qui considère au contraire que la pente est continue à la jonction des deux ménisques. Deux hypothèses peuvent justifier cette rupture de pente :

- Le ménisque dans la rainure et le film de liquide ne sont pas connectés. Cela implique que les écoulements dans les rainures et sur les ailettes sont indépendants.
- Le ménisque dans la rainure et le film de liquide sont connectés et la rupture de pente n'est qu'une vision macroscopique d'une zone à très faible rayon de courbure au niveau du coin de l'ailette. Cela induirait des fortes variations de pression capillaire au sein de l'écoulement. Un modèle similaire à celui développé par Rullière mais sur une plus petite zone pourrait être développé avec des conditions aux limites différentes. Ce modèle pourrait inclure les forces de Van der Waals comme dans les modèles de micro-région [77].

Des études plus fondamentales sur cette question, à la fois expérimentales et théoriques, restent donc à conduire pour modéliser correctement la zone de condensation.

## **4.5 Conclusion**

L'étude théorique du fonctionnement des DTD a permis de mettre en évidence plusieurs phénomènes au sein de ces systèmes.

L'influence de l'épaisseur de l'espace vapeur et du taux de remplissage sur le niveau de rayon de courbure des ménisques dans les rainures a été discutée. Ces deux paramètres jouent un rôle fondamental dans la valeur de la limite capillaire du système.

Dans un second temps, des modèles hydrodynamique et thermique ont été proposés. Le modèle hydrodynamique a pu être validé à l'aide des données expérimentales présentées dans le chapitre 3. La manière de prendre en compte les contraintes interfaciales dans le modèle hydrodynamique est satisfaisante, au moins dans les configurations expérimentales rencontrées. L'étude de ces contraintes interfaciales ne semble donc pas être un enjeu majeur pour une meilleure compréhension du fonctionnement d'un DTD, contrairement à ce qui est parfois mentionné dans la littérature.

Les modèles développés ont permis de montrer que la présence d'ébullition au sein du DTD n'a pas d'influence sur la limite d'assèchement du système. Contrairement à ce qui est communément admis, l'ébullition participe ainsi à l'amélioration des échanges thermiques, sans pour autant dégrader les performances hydrodynamiques du système.

Enfin, les coefficients d'échange thermique issus des résultats expérimentaux ont été comparés aux prédictions des modèles thermiques développés par Rullière. À l'évaporateur, l'absence de connaissance sur le coefficient d'accommodation du n-pentane n'a pas permis de valider complètement ce modèle. Toutefois, une bonne concordance est observée pour un coefficient d'accommodation de  $0,06 \pm 0,02$ . Par contre, les résultats numériques issus du modèle de la zone de condensation ne sont pas en accord avec les mesures expérimentales. La visualisation des films de condensat sur le sommet des ailettes dans le cas d'un diffuseur en silicium a montré que le modèle hydrodynamique développé par Rullière n'est pas satisfaisant pour modéliser la forme de ce film. Ces résultats ouvrent des perspectives pour mieux modéliser la condensation dans les DTD.





# Chapitre 5 : Étude du diffuseur à rainures croisées

Dans ce chapitre, le diffuseur en cuivre à rainures croisées est étudié. L'objectif de cette étude est de comparer les performances thermique et hydrodynamique de ce type de structure capillaire par rapport à des rainures longitudinales. Contrairement aux ménisques présents dans des rainures longitudinales, la forme de l'interface liquide-vapeur ne peut plus être considérée comme cylindrique. La première partie de cette étude traite donc de la forme de cette interface. La forme théorique, obtenue par modélisation, est comparée à des visualisations expérimentales et une procédure pour déterminer la pression capillaire dans le DTD à partir de la mesure de la courbure de l'interface est présentée.

La seconde partie du chapitre est constituée de l'étude expérimentale du DTD. Le champ de température dans le DTD en fonctionnement est mesuré, ainsi que l'évolution de la pression capillaire le long de la ligne médiane du système.

Enfin, les résultats expérimentaux sont comparés à ceux issus d'un modèle analytique de DTD.

## 5.1 Forme de l'interface liquide-vapeur

Dans un DTD, la forme de l'interface liquide-vapeur joue un rôle fondamental dans les performances du système. Elle a une influence sur la section de passage du liquide et sur la valeur de la pression capillaire en chaque point du DTD. L'épaisseur des films de liquide au sein de la structure capillaire a aussi un impact direct sur la résistance thermique du système. Dans cette section, une étude théorique et expérimentale de la forme générale d'un ménisque entre des picots (ou dans des rainures croisées) est présentée.

### 5.1.1 Modélisation de l'interface

Nous nous intéressons ici à la forme que prend l'interface d'un liquide en équilibre thermodynamique avec sa vapeur et dont les ménisques sont accrochés à une arrête. Dans cette étude, la gravité est négligée et nous ne considérons que le cas statique, sans écoulement du liquide et sans changement de phase. Le liquide est donc uniquement soumis aux forces capillaires et aux forces de pressions.

En l'absence d'écoulement, les pressions dans les phases liquide et vapeur sont constantes en tout point de la phase considérée. Ces deux pressions sont reliées par la relation de Laplace-Young :

$$P_{vap} - P_{liq} = 2\sigma H \quad \text{avec} \quad H = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (5.1)$$

où  $\sigma$  est la tension superficielle du fluide,  $H$  est la courbure de la surface et  $r_1$  et  $r_2$  sont les rayons de courbure principaux.

L'uniformité des pressions impose donc l'uniformité de la courbure de l'interface en tout point de celle-ci. En coordonnées cartésiennes, l'équation de la surface répond donc à l'équation :

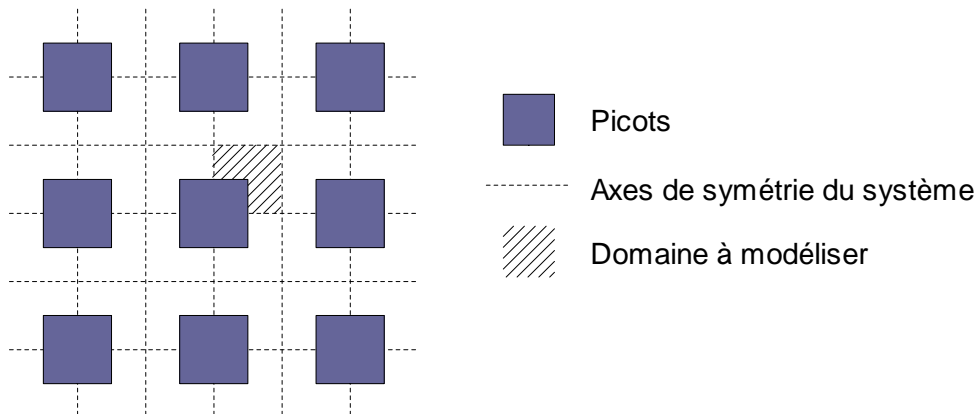
$$H = \frac{\left[ 1 + \left( \frac{\partial z}{\partial y} \right)^2 \right] \left( \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} \right) - 2 \left( \frac{\partial z}{\partial x} \right) \left( \frac{\partial z}{\partial y} \right) \left( \frac{\partial^2 z}{\partial x \partial y} \right) + \left[ 1 + \left( \frac{\partial z}{\partial x} \right)^2 \right] \left( \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} \right)}{2 \left[ 1 + \left( \frac{\partial z}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial z}{\partial y} \right)^2 \right]^{3/2}} = \text{constante} \quad (5.2)$$

où  $z$  est l'altitude de l'interface et  $x$  et  $y$  les coordonnées dans le plan de la structure.

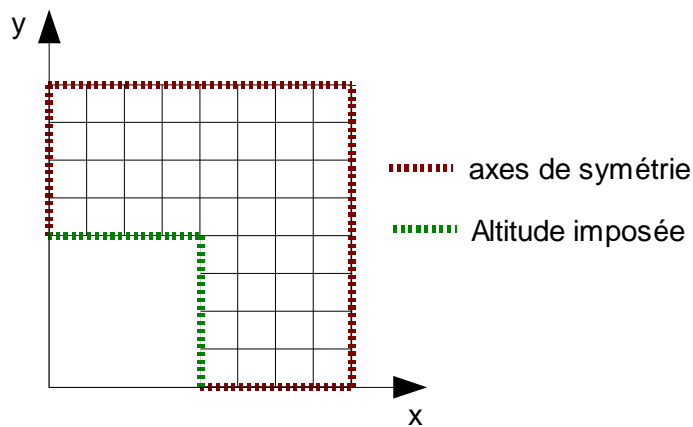
Si on considère que les ménisques restent accrochés aux bord des rainures ou des plots, la courbure de la surface  $H$  ne dépend que du volume du liquide présent dans les rainures. Elle peut être positive ou négative (dans ce dernier cas, le volume de liquide est supérieur à celui des rainures) et sa valeur absolue est bornée par un nombre qui dépend de la géométrie des lignes d'accrochage des ménisques.

Selon la géométrie des rainures, la forme du domaine et les conditions aux limites sont à adapter à chaque configuration. Dans notre étude, il s'agit de modéliser l'interface liquide-vapeur dans une structure à picots alignés (ou rainures croisées). Les propriétés de symétrie de cette configuration nous permettent de ne modéliser qu'un quart des picots avec les rainures adjacentes (figure 5.1).

La figure 5.2 illustre la géométrie du domaine modélisé. L'arrête du plot constitue une condition aux limites d'altitude imposée tandis que les 4 autres frontières sont des conditions de symétrie.



*Figure 5.1 : Représentation des propriétés de symétrie et du domaine à modéliser*



*Figure 5.2 : Représentation des conditions aux limites du domaine à modéliser*

Pour obtenir la surface de l'interface liquide-vapeur, il faut résoudre l'équation (5.2) en tout point de la surface. Les conditions aux limites particulières de notre application rendent cette équation difficilement résoluble analytiquement. Nous proposons ici de la résoudre numériquement par la méthode des différences finies en discrétisant l'espace considéré. Au point de coordonnées  $(i,j)$ , nous avons donc :

$$\begin{aligned}\frac{\partial z}{\partial x} &= \frac{z_{i+1,j} - z_{i-1,j}}{2 \Delta x} & ; & & \frac{\partial z}{\partial y} &= \frac{z_{i,j+1} - z_{i,j-1}}{2 \Delta y} \\ \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} &= \frac{z_{i+1,j} - 2z_{i,j} + z_{i-1,j}}{\Delta x^2} & ; & & \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} &= \frac{z_{i,j+1} - 2z_{i,j} + z_{i,j-1}}{\Delta y^2} \\ \frac{\partial^2 z}{\partial x \partial y} &= \frac{z_{i+1,j+1} - z_{i+1,j-1} - z_{i-1,j+1} + z_{i-1,j-1}}{4 \Delta x \Delta y}\end{aligned}$$

Seules les dérivées secondes prennent en compte la hauteur de la surface au point de coordonnées (i,j). Il est donc possible de les isoler et de réécrire l'équation (5.2) :

$$2 H K_1 = K_2 \left( \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} \right) + K_3 + K_4 \left( \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} \right) \quad (5.3)$$

avec :

$$\begin{aligned}K_1 &= \left[ 1 + \left( \frac{\partial z}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial z}{\partial y} \right)^2 \right]^{3/2} & ; & & K_3 &= -2 \left( \frac{\partial z}{\partial x} \right) \left( \frac{\partial z}{\partial y} \right) \left( \frac{\partial^2 z}{\partial x \partial y} \right) \\ K_2 &= 1 + \left( \frac{\partial z}{\partial y} \right)^2 & ; & & K_4 &= 1 + \left( \frac{\partial z}{\partial x} \right)^2\end{aligned}$$

En écrivant les dérivées secondes par la méthode des différences finies, on obtient :

$$2 H K_1 = K_2 \left( \frac{z_{i+1,j} + z_{i-1,j}}{\Delta x^2} \right) + K_3 + K_4 \left( \frac{z_{i,j+1} + z_{i,j-1}}{\Delta y^2} \right) - z_{i,j} \left( \frac{2 K_2}{\Delta x^2} + \frac{2 K_4}{\Delta y^2} \right) \quad (5.4)$$

Cela permet d'exprimer l'altitude du point (i,j) en fonction de ses 8 voisins et de la courbure H souhaitée :

$$z_{i,j} = \frac{K_2 \left( \frac{z_{i+1,j} + z_{i-1,j}}{\Delta x^2} \right) + K_3 + K_4 \left( \frac{z_{i,j+1} + z_{i,j-1}}{\Delta y^2} \right) - 2 H K_1}{\left( \frac{2 K_2}{\Delta x^2} + \frac{2 K_4}{\Delta y^2} \right)} \quad (5.5)$$

La figure 5.3 représente la molécule de calcul correspondante.

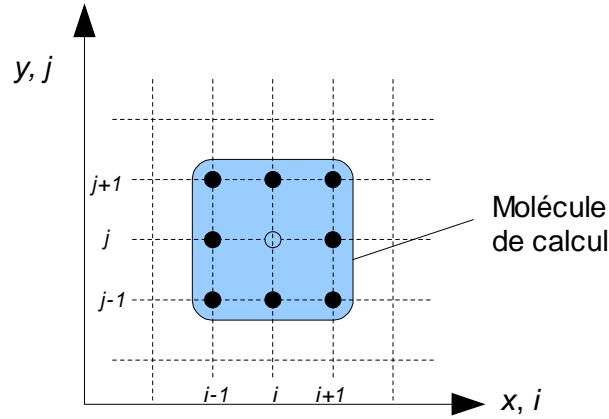


Figure 5.3 : Molécule de calcul du schéma numérique à partir de la définition bidimensionnelle

Lorsque le pas d'espace n'est plus constant dans la zone modélisée (pour raffiner le maillage dans une zone de forts gradients par exemple), il est nécessaire de tenir compte des différents pas d'espace autour du point considéré. La figure 5.4 illustre la géométrie considérée. Le maillage reste rectangulaire et le pas d'espace en  $x$  ne dépend pas de  $y$ , et inversement.

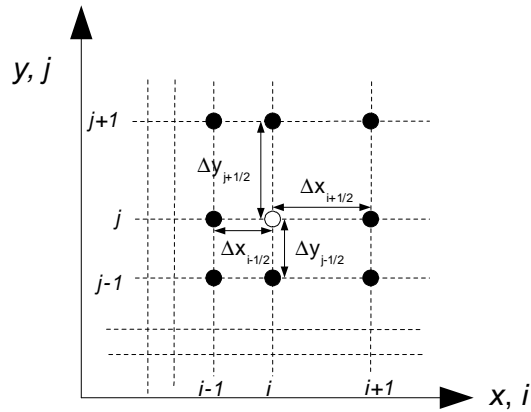


Figure 5.4 : Maillage rectangulaire à pas d'espace variable

Les dérivées partielles s'écrivent dans ce cas :

$$\frac{\partial z}{\partial x} = \frac{z_{i+1,j} - z_{i-1,j}}{\Delta x_{i-1/2} + \Delta x_{i+1/2}} \quad ; \quad \frac{\partial z}{\partial y} = \frac{z_{i,j+1} - z_{i,j-1}}{\Delta y_{j-1/2} + \Delta y_{j+1/2}}$$

$$\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} = \frac{2}{\Delta x_{i-1/2} + \Delta x_{i+1/2}} \left( \frac{z_{i+1,j} - z_{i,j}}{\Delta x_{i+1/2}} - \frac{z_{i,j} - z_{i-1,j}}{\Delta x_{i-1/2}} \right)$$

$$\frac{\partial^2 z}{\partial y^2} = \frac{2}{\Delta y_{j-1/2} + \Delta y_{j+1/2}} \left( \frac{z_{i,j+1} - z_{i,j}}{\Delta y_{j+1/2}} - \frac{z_{i,j} - z_{i,j-1}}{\Delta y_{j-1/2}} \right)$$

$$\frac{\partial^2 z}{\partial x \partial y} = \frac{z_{i+1,j+1} - z_{i+1,j-1} - z_{i-1,j+1} + z_{i-1,j-1}}{(\Delta x_{i-1/2} + \Delta x_{i+1/2})(\Delta y_{j-1/2} + \Delta y_{j+1/2})}$$

L'équation 5.5 s'écrit alors :

$$z_{i,j} = \frac{K_2 \left( \frac{z_{i+1,j} + z_{i-1,j}}{\Delta x_{i+1/2} \Delta x_{i-1/2}} \right) + K_3 + K_4 \left( \frac{z_{i,j+1} + z_{i,j-1}}{\Delta y_{j+1/2} \Delta y_{j-1/2}} \right) - 2 H K_1}{\left( \frac{2 K_2}{\Delta x_{i+1/2} \Delta x_{i-1/2}} + \frac{2 K_4}{\Delta y_{j+1/2} \Delta y_{j-1/2}} \right)} \quad (5.6)$$

Le raffinage du maillage à proximité des picots permet d'augmenter la précision du calcul dans les zones à fortes pentes sans augmenter le temps de calcul. Il permet aussi de limiter l'effet de la discontinuité à l'angle des picots.

Les équations 5.5 ou 5.6 sont très fortement non linéaires et il faut mettre en œuvre une méthode itérative pour déterminer la surface de l'interface. Dans notre code de calcul, nous choisissons une surface initiale plane où tous les points sont situés à la même altitude que la surface des picots et nous recalculons l'altitude de chaque point grâce à la courbure  $H$  imposée et à l'altitude des points voisins. Au fur et à mesure des itérations, la surface se déforme jusqu'à obtenir la surface réelle où la courbure est constante en chaque point.

Il apparaît que cette méthode converge convenablement, mais nécessite tout de même un nombre d'itération important (de l'ordre de plusieurs centaines) pour avoir une bonne précision finale.

Des stratégies de sur-relaxation ont été tentées pour accélérer le calcul ; il s'avère que nous conservons la convergence du modèle avec un coefficient de sur-relaxation strictement inférieur à 2. Un coefficient de sur-relaxation égal à 1,9 est donc adopté.

## 5.1.2 Résultats et discussions de la modélisation

### 5.1.2.1 Forme générale de l'interface

En imposant une géométrie et une courbure, nous obtenons une surface donnée. La figure 5.5 représente la forme de l'interface liquide-vapeur pour des picots cubiques de largeur  $400 \mu\text{m}$  séparés par des rainures croisées de  $400 \mu\text{m}$  de largeur et pour une courbure de  $1000 \text{ m}^{-1}$ . Pour faciliter la lecture, la figure est reproduite à partir des propriétés de symétrie du domaine (figure 5.2). On observera le raffinage du maillage à proximité des picots.

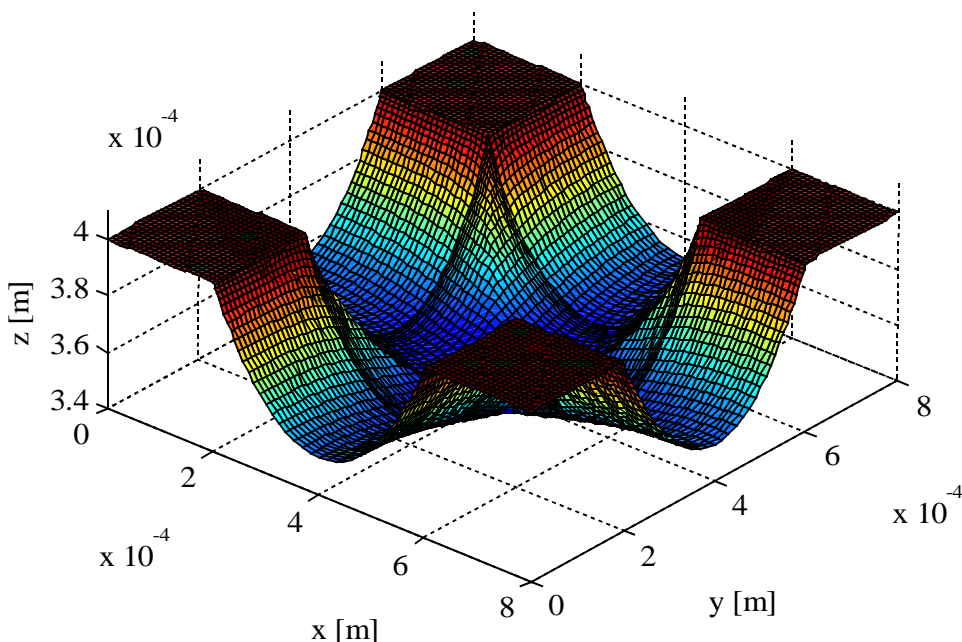


Figure 5.5 : Forme des ménisques dans le cas de rainures croisées

On remarque qu'entre deux picots, la surface du liquide a une forme de « selle de cheval » où les deux rayons de courbure principaux sont de signes opposés. Par contre, au croisement des rainures, les deux rayons de courbure sont positifs et un minimum local apparaît. On observe bien que les ménisques restent accrochés à l'arrête des picots.

La figure 5.6 représente la même surface, mais vue dans le plan  $(x, z)$ . On peut observer sur cette figure deux lignes particulières : la ligne inférieure qui correspond au profil d'altitude au centre d'une rainure et la ligne supérieure qui correspond au profil de la surface entre deux picots, perpendiculairement à la rainure. La première pourrait être identifiée à une sinusoïde alors que la seconde se rapproche d'une parabole. Il serait intéressant de tenter de déterminer la véritable forme de ces lignes, mais cela semble délicat analytiquement.

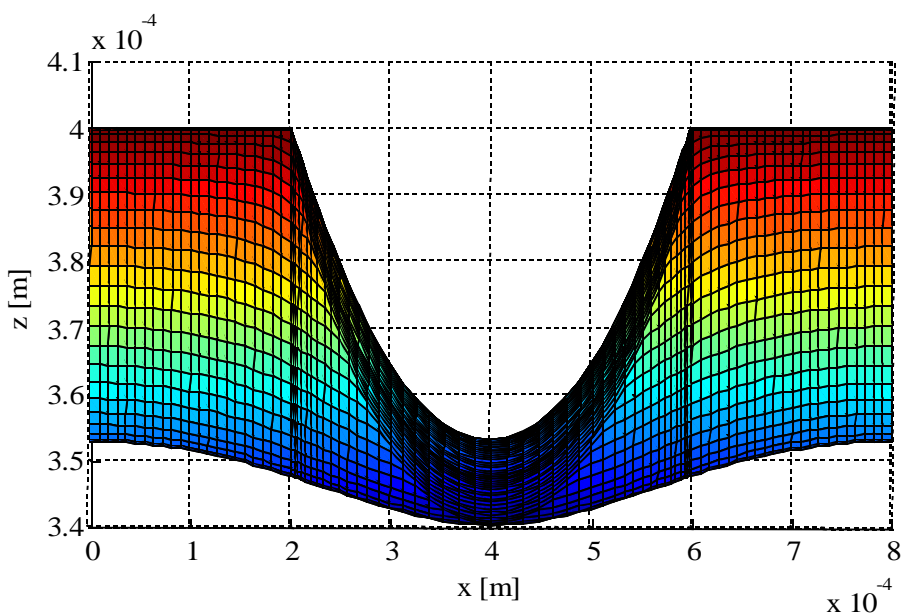


Figure 5.6 : Interface observée dans le plan  $(x, z)$

### 5.1.2.2 Récession des ménisques et limite capillaire

Connaître la forme de la surface du liquide permet de déterminer la pression capillaire maximale générée par cette structure à picots :

$$(\Delta P_{cap})_{max} = 2\sigma H_{max} \quad (5.7)$$

avec  $(\Delta P_{cap})_{max}$  la pression capillaire maximale et  $H_{max}$  la courbure maximale que peut prendre la surface.

Dans le cas d'une géométrie constituée de rainures longitudinales, la courbure maximale admissible est directement reliée à la largeur des rainures, éventuellement corrigée d'un angle de contact liquide-paroi :

$$H_{max} = \frac{1}{2R_{min}} = \frac{\cos \alpha}{l_r} \quad (5.8)$$

où  $R_{min}$  est le rayon de courbure minimal,  $\alpha$  l'angle de contact limite de décrochement du ménisque et  $l_r$  la largeur des rainures.

Une telle relation ne peut plus être directement établie dans le cas d'une configuration à rainures croisées. Il est tout de même possible d'utiliser le modèle numérique afin de déterminer la courbure maximale que peut prendre la surface pour un angle de contact limite de décrochement du ménisque.

Pour une courbure de l'interface donnée, on peut observer que l'angle de contact entre la paroi des picots et l'interface est le plus faible au niveau des coins des picots. C'est donc dans cette zone qu'aura lieu en premier lieu le décrochement du ménisque. Cependant, un tel décrochement n'entraîne pas immédiatement la récession du ménisque au fond des rainures. En effet, la forme de l'interface liquide-vapeur peut admettre une configuration où une partie de la ligne triple de contact est située sur le bord de l'arête (avec un angle de contact variable) et où une autre partie de la ligne triple appartient au plan formé par la paroi des picots (avec un angle de contact constant).

Numériquement, cette situation peut être modélisée en utilisant des conditions aux limites spécifiques pour le bord des picots :

$$\begin{cases} z = z_0 & \text{si } \alpha_p > \alpha \text{ (altitude imposée)} \\ \alpha_p = \alpha & \text{sinon (angle de contact imposé)} \end{cases} \quad (5.9)$$

où  $z_0$  est l'altitude des picots et  $\alpha_p$  l'angle de contact du ménisque sur la paroi verticale des picots. En coordonnées cartésiennes, et si la paroi est dans le plan  $(x, z)$ , on a :

$$|\cos \alpha_p| = \frac{\left| \frac{\partial z}{\partial y} \right|}{\sqrt{1 + \left( \frac{\partial z}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial z}{\partial y} \right)^2}} \quad (5.10)$$

Les conditions aux limites pour chaque point du bord des picots sont vérifiées et modifiées si besoin à chaque itération du code de calcul. La convergence du code est lente, mais permet de modéliser l'interface liquide-vapeur entre la phase de décrochage et la phase de récession. Les figures 5.7 et 5.8 présentent les formes théoriques de l'interface liquide-vapeur lors du décrochage et lors de la récession des ménisques, pour un angle de contact limite de  $30^\circ$  et une largeur de rainures de  $400 \mu\text{m}$ . La courbure de ces surfaces est respectivement égale à  $1700 \text{ m}^{-1}$  et à  $2000 \text{ m}^{-1}$ .



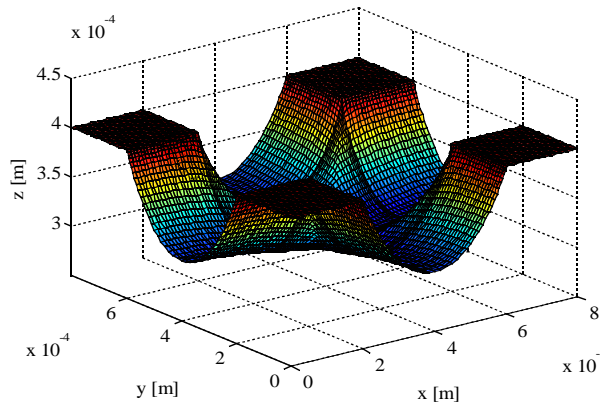


Figure 5.7 : Ménisque à la limite de décrochement pour un angle limite de  $30^\circ$  ( $H = 1700 \text{ m}^{-1}$ )

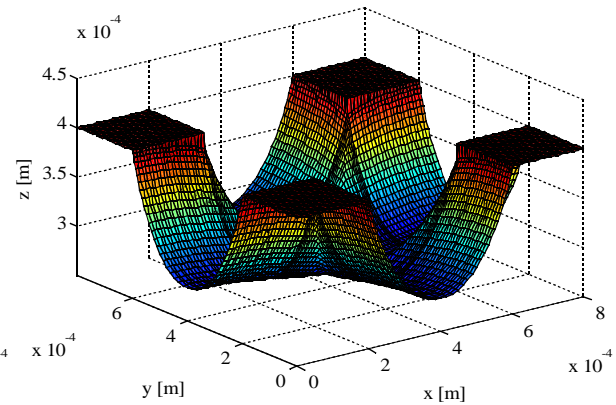


Figure 5.8 : Ménisque à la limite de récession pour un angle limite de  $30^\circ$  ( $H = 2000 \text{ m}^{-1}$ )

La figure 5.9 présente l'évolution de la courbure de l'interface lors de décrochement et lors de la récession du ménisque en fonction de l'angle de contact limite de décrochage liquide-paroi pour des rainures croisées de  $400 \mu\text{m}$  de large. Sur le même graphique est représentée l'évolution de la courbure maximale qu'engendrerait une rainure longitudinale de même dimension (relation 5.8).

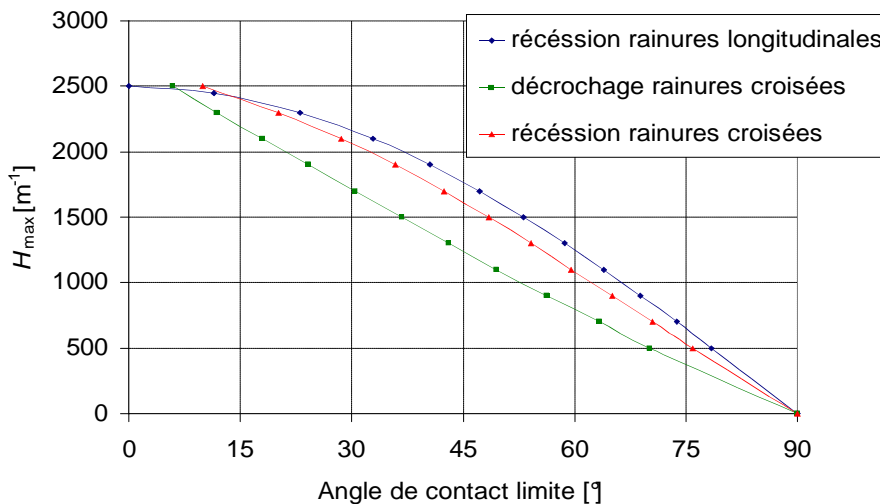


Figure 5.9 : Visualisation d'un ménisque

La limite de décrochage des ménisques sur le bord des picots n'est pas une limite de fonctionnement. Il est donc important de considérer la limite de récession et non la limite de décrochage pour la détermination de la courbure maximale que peut prendre l'interface liquide-vapeur pour une géométrie donnée. On observe ainsi que pour un angle de contact limite donné, la courbure maximale que peut prendre l'interface liquide-vapeur dans le cas de rainures croisées est du même ordre de grandeur que celle obtenue pour des rainures longitudinales de mêmes dimensions.

Afin de comparer les performances hydrodynamiques des deux structures capillaires, en particulier leur limite capillaire, il faudra donc comparer les pertes de charge dans les écoulements pour les deux types de rainures.

### 5.1.3 Visualisation expérimentale des ménisques

Le microscope confocal permet de visualiser les ménisques dans la structure capillaire du DTD en cuivre à rainures croisées. La figure 5.10 est un exemple de visualisation de l'interface liquide-vapeur entre les picots. Nous pouvons distinguer le sommet des picots, où le signal est bruité à cause de la rugosité du cuivre. Le ménisque, entre les picots, apparaît bien comme une surface lisse et sa forme, en selle de cheval, est similaire à celle obtenue par modélisation (figure 5.5).

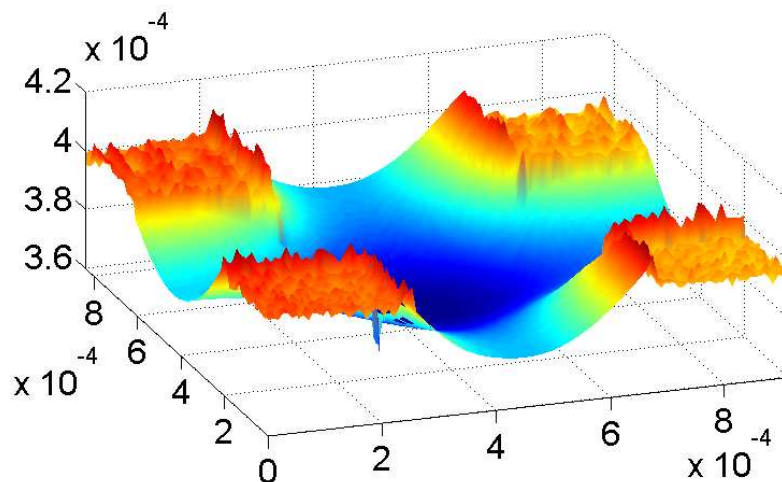


Figure 5.10 : Visualisation d'un ménisque (les distances sont en mètres)

La caractérisation de ce type de ménisque nécessite une mesure de surface. Comme la mesure par le microscope confocal est ponctuelle, une telle mesure est obtenue par déplacement du DTD à l'aide d'une table de précision motorisée suivant les axes  $x$  et  $y$ . La fréquence d'acquisition est de l'ordre de 100 Hz. Le temps d'acquisition de ce type de mesure dépend des dimensions de la surface à mesurer et du pas d'acquisition choisi. La mesure présentée sur la figure 5.10 représente une surface de 1 mm par 1 mm et le pas d'acquisition est de 10  $\mu\text{m}$ . Le temps d'acquisition de cette mesure est d'environ 5 min. Le tableau 5.1 présente quelques exemples de temps d'acquisition en fonction des paramètres d'enregistrement. Pour la surface entière du diffuseur (72 mm x 72 mm), une mesure avec un pas d'acquisition de 10  $\mu\text{m}$  prendrait 12 jours. Il est donc nécessaire de trouver un compromis, aussi bien sur les dimensions de la surface à mesurer que sur le pas d'acquisition choisi.

Tableau 5.1 : Temps d'acquisition des mesures

Surface	Pas d'acquisition		
	10 $\mu\text{m}$	30 $\mu\text{m}$	100 $\mu\text{m}$
1 mm x 1 mm	5 min	1 min	1 min
72 mm x 72 mm	12 j	32 h	3 h
4 mm x 40 mm	9 h	1 h	5 min

### 5.1.4 Détermination du rayon de courbure des ménisques

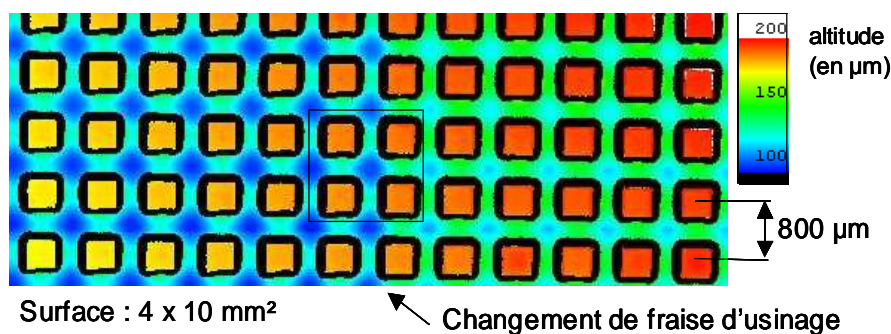
L'objectif de la visualisation de l'interface est de déterminer la courbure de l'interface en chaque point du DTD afin d'en déduire la variation de pression capillaire dans le système. Afin de limiter le temps d'acquisition des mesures, il est nécessaire de mettre au point une méthode permettant de déterminer cette courbure à partir d'un pas d'acquisition le plus grand possible. Dans cette étude, trois

méthodes ont été testées et comparées. Elles sont basées sur l'hypothèse que la pression capillaire, et donc la courbure de l'interface, est constante dans chaque zone contenue entre quatre plots.

#### **5.1.4.1 Identification de la courbure par comparaison avec la forme théorique**

La première méthode testée consiste à identifier la courbure de l'interface entre les picots par comparaison avec la forme théorique obtenue par modélisation. Cette méthode permet de déterminer la courbure de l'interface avec très peu de points d'acquisition. Cependant, la forme théorique de l'interface liquide-vapeur est fortement dépendante des conditions aux limites, et donc de la géométrie des arêtes des picots.

La figure 5.11 présente l'acquisition d'une surface de 4 mm x 10 mm du DTD en position horizontale, rempli avec du méthanol, mais hors fonctionnement. La pression capillaire est donc identique en tout point du système. La couleur représente l'altitude du point considéré. Les sommets des picots sont secs et sont visibles en orange, tandis que les ménisques sont visibles en bleu et en vert. Les zones noires entourant les picots sont les zones où l'acquisition n'est pas possible à cause de la trop grande pente des ménisques. Bien que la pression capillaire soit identique en tout point, on peut distinguer une ligne imaginaire verticale au centre de la zone de mesure qui sépare une zone où les ménisques sont plus creusés (à gauche), d'une zone où les ménisques sont moins creusés (à droite). En pratique, cette ligne correspond à une discontinuité de la structure capillaire du DTD qui est due à un changement de fraise lors de l'usinage de la plaque rainurée.



*Figure 5.11 : Visualisation de l'influence de l'usinage*

La figure 5.12 présente la mesure du sommet des picots situés dans le carré noir de la figure 5.11. Cette figure a été obtenue avec le diffuseur vide. La figure de gauche représente une vue 3D de la surface du sommet des ailettes tandis que la figure de droite représente la même surface vue de dessus. On peut observer que la forme des picots n'est pas strictement identique de part et d'autre de la ligne d'usinage : à droite de cette ligne, les picots ont une forme très proche d'un carré, tandis qu'à gauche de cette ligne, il est possible d'observer des bavures d'usinage. Cette différence de forme, due à la différence d'usure de la fraise d'usinage, est responsable de la différence de formes des ménisques observés sur la figure 5.11.

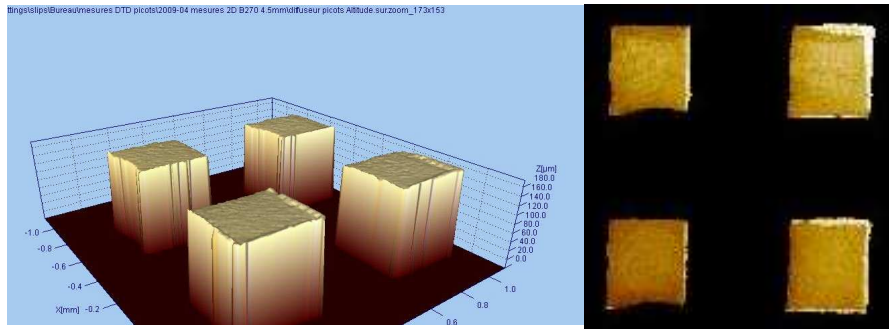


Figure 5.12 : Visualisation des picots à vide

En conclusion, il apparaît que la qualité de l'usinage de la structure capillaire en cuivre ne permet pas d'appliquer la méthode d'identification de la courbure des ménisques entre les picots par comparaison avec la forme théorique obtenue par modélisation. Cette méthode serait sûrement applicable pour un DTD en silicium, pour lequel la structure capillaire serait plus régulière.

### 5.1.4.2 Identification du centre des ménisques à une paraboloïde

La seconde méthode testée consiste à assimiler la surface mesurée à une paraboloïde de révolution dans la zone centrale des ménisques au croisement des rainures. Dans cette zone, les propriétés de symétrie et la faible inclinaison du ménisque permettent en effet de justifier le choix d'une paraboloïde comme surface de référence. En coordonnées cartésiennes, une paraboloïde de révolution est décrite par l'équation :

$$z = z_0 + \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{R} \quad (5.11)$$

où  $x_0$ ,  $y_0$  et  $z_0$  sont les coordonnées du centre de la paraboloïde et  $R$  un paramètre de taille dont la dimension est une longueur.

Une paraboloïde est une surface dont la courbure peut être considérée comme constante dans la zone de faible inclinaison de la surface. Dans ces conditions, on a  $H = 2/R$ .

La figure 5.13 présente la comparaison entre une sélection de la surface mesurée au centre des picots (à gauche) et la surface théorique obtenue en ajustant une paraboloïde à cette surface (à droite). Les couleurs correspondent à l'altitude des surfaces élémentaires. Nous observons une bonne concordance entre la surface mesurée et la surface estimée. La taille de la zone de comparaison est de  $240 \mu\text{m}$  par  $240 \mu\text{m}$ . Dans cet exemple, la courbure de la surface est d'environ  $800 \text{ m}^{-1}$ .

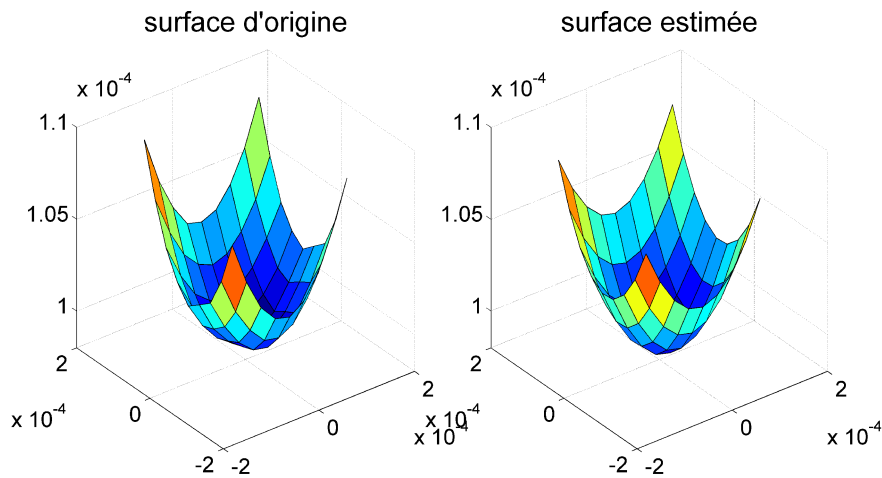


Figure 5.13 : Identification des ménisques à une paraboloïde  
(les distances sont en mètres)

La précision de la détermination de la courbure du ménisque par identification de la surface au croisement des rainures à une parabololoïde dépend essentiellement de la taille de la zone de comparaison : la surface n'est réellement assimilable à une parabololoïde qu'au centre. Plus la surface de comparaison augmente et plus le biais introduit dans la détermination de la courbure de l'interface augmente. Cependant, une petite zone de comparaison augmente l'importance du bruit de mesure selon l'axe  $z$ . Il est donc important d'avoir suffisamment de points de mesure pour limiter cet effet.

Pour la géométrie considérée dans cette étude, nous avons choisi une zone de comparaison d'environ  $120 \mu\text{m}$  par  $120 \mu\text{m}$  pour que le biais de mesure soit négligeable devant l'incertitude de mesure. Pour avoir suffisamment de points, un pas d'acquisition de  $10$  à  $20 \mu\text{m}$  est nécessaire.

### 5.1.4.3 Détermination de la courbure par différences finies et moyennage

La troisième méthode consiste à calculer la courbure de la surface du ménisque en chaque point de mesure par utilisation des différences finies. Un tel calcul fait appel aux dérivées seconde de la surface et est donc extrêmement sensible au bruit de mesure induit par le système d'acquisition. En appliquant cette technique à la surface mesurée de la figure 5.13, on observe une distribution avec un écart-type important (figure 5.14). Cependant, la distribution obtenue est proche d'une distribution gaussienne, signe d'un bruit de mesure aléatoire.

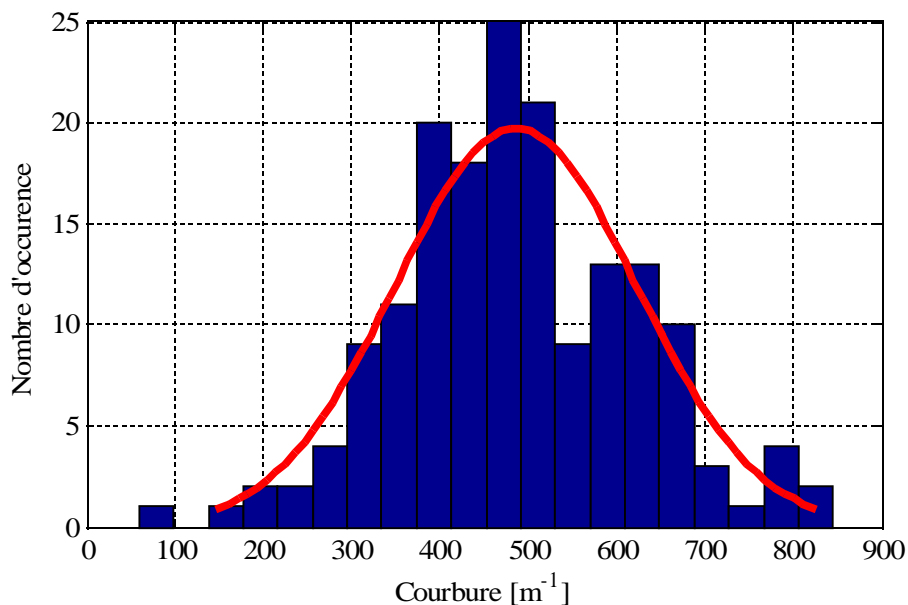


Figure 5.14 : Exemple de distribution des courbures calculées en chaque point (en bleu) et loi normale associée (en rouge)

Il est donc possible de déterminer la moyenne de la courbure de l'interface, ainsi que l'incertitude associée à cette moyenne. On a :

$$\bar{H} = \frac{\sum (H_i)}{N} \quad (5.12)$$

avec  $\bar{H}$  la moyenne de la courbure de l'interface dans la zone considérée,  $H_i$  la valeur de la courbure mesurée en chaque point et  $N$  le nombre de points de mesure. La distribution gaussienne est aussi caractérisée par l'écart-type de la distribution  $\sigma_H$  :

$$\sigma_H^2 = \frac{\sum (H_i - \bar{H})^2}{N - 1} \quad (5.13)$$

Les propriétés de la fonction sont telles que l'incertitude sur la moyenne de la courbure est alors associée à l'écart-type suivant :

$$\sigma_H = \frac{\sigma_H}{\sqrt{N}} \quad (5.14)$$

Cette méthode est sans biais et s'avère être plus précise que la méthode d'identification du centre des ménisques à une paraboloïde pour un même pas de discrétisation. En pratique, l'incertitude de mesure du microscope confocal est plus faible dans la zone centrale des ménisques car la pente de l'interface est plus faible. Cette méthode a donc été retenue dans une zone de 240  $\mu\text{m}$  x 240  $\mu\text{m}$ , centrée sur la zone au croisement des rainures et avec un pas d'acquisition de 30  $\mu\text{m}$ .

## **5.2 Étude expérimentale du DTD à rainures croisées**

Une étude expérimentale du DTD en cuivre à rainures croisées est présentée dans cette section. Dans un premier temps, la charge en fluide optimale est déterminée, puis les performances thermique et hydrodynamique du système sont mesurées pour différents flux thermiques transférés par le DTD. L'évolution de la pression capillaire dans le DTD en fonctionnement est déterminée grâce à la méthode décrite dans la section précédente et les résultats expérimentaux sont présentés.

Dans un premier temps, le DTD a été testé avec du méthanol. Cependant, la faible taille de la source chaude induit des densités de flux élevées conduisant au déclenchement de l'ébullition nucléée pour un flux total transféré relativement faible, typiquement de l'ordre de 16 W. Pour un tel flux, les débits sont faibles, ainsi que les pertes de charge. La variation de pression capillaire mesurée est donc faible et les incertitudes relatives sont importantes. Pour pallier cet inconvénient, le FC72, dont les propriétés physiques sont très différentes de celles du méthanol, a ensuite été utilisé.

### **5.2.1 Détermination de la charge optimale**

Dans cette section, le DTD en cuivre à rainures croisées est testé en position horizontale. Le fluide caloporteur est le méthanol, le flux transféré par le DTD est maintenu constant à 6 W/cm<sup>2</sup> et la température du bain thermostaté est égale à 40°C. Le champ de température dans le DTD est mesuré pour différents taux de remplissage. Comme pour le DTD à rainures longitudinales, le taux de remplissage est déterminé en position verticale en mesurant la hauteur de liquide dans le système.

Le DTD est instrumenté à l'aide de 18 thermistances dont 9 sont réparties le long de la ligne médiane du système. Les 9 autres sont réparties sous le DTD dans le but de déterminer le caractère 2D du champ de température. La figure 5.15 présente le profil de température le long de la ligne médiane pour différents taux de remplissage. La figure 5.16 présente les champs de température 2D estimés dans le DTD pour différents taux de remplissage. Ces champs de température sont estimés par interpolations linéaires entre les mesures des différents thermocouples, dont les positions sont signalées par des points noirs sur ces graphiques. Il ne s'agit donc pas strictement d'une mesure 2D du champ de température, mais plutôt d'une estimation facilitant la présentation des résultats expérimentaux.

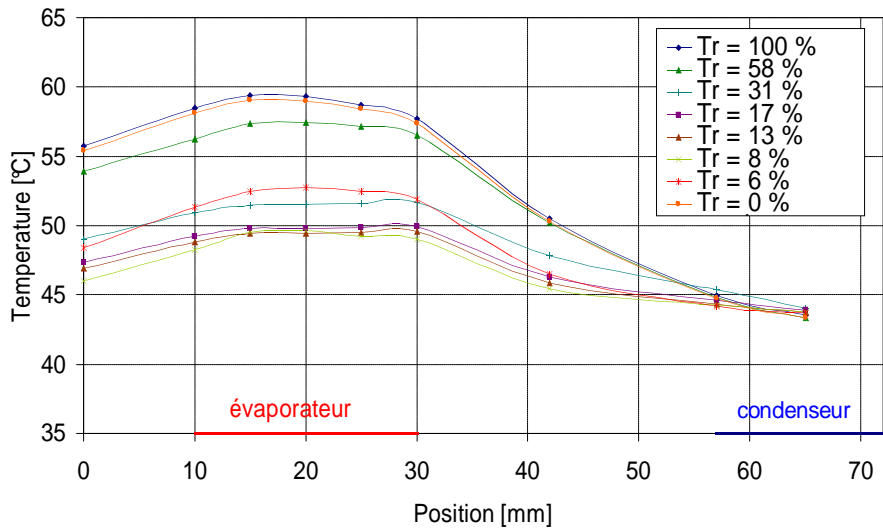


Figure 5.15 : Profil de température pour différents taux de remplissage (méthanol,  $q = 6 \text{ W/cm}^2$ )

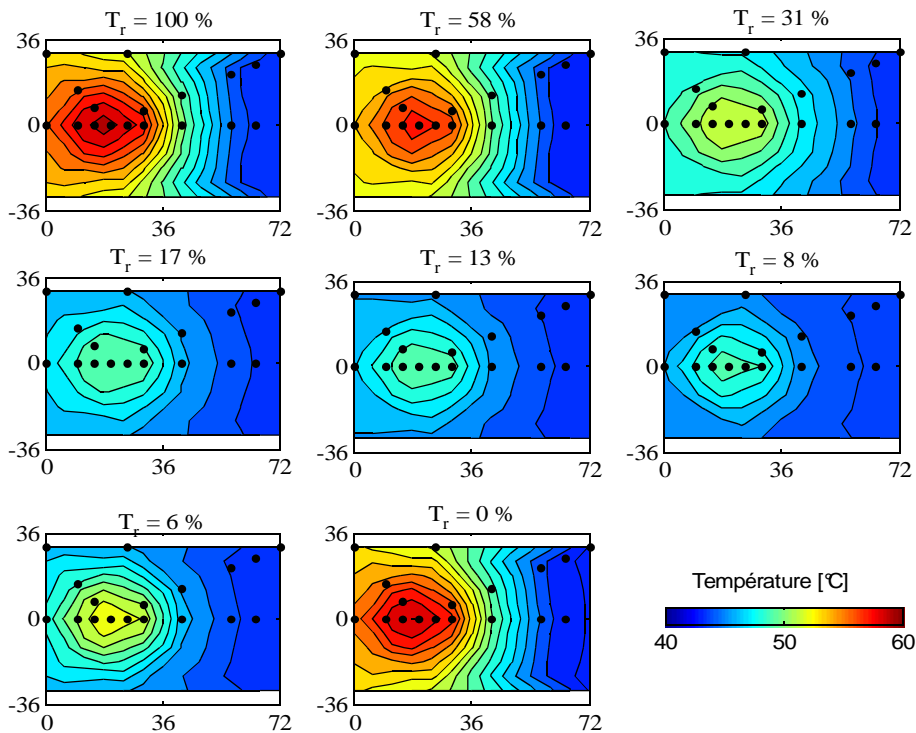


Figure 5.16 : Champs de température mesurés dans le DTD en fonction de la charge. Les isothermes sont tracées tous les  $1^\circ\text{C}$ .

A partir de ces champs de température, il est possible de tracer l'évolution de la résistance thermique du DTD en fonction du taux de remplissage (figure 5.17). La résistance thermique du DTD est définie comme le rapport entre l'écart maximal de température dans le DTD et la puissance à l'évaporateur. Un taux de remplissage compris entre 8 et 13 % semble optimal pour ces conditions. Dans cette configuration, le volume de liquide au sein du DTD correspond à environ 60 % à 100 % du volume total des rainures. Rappelons que dans le cas du DTD à rainures longitudinales, le volume de



liquide optimal correspondait à environ 100 % à 200 % du volume des rainures. Cette différence de comportement provient du fait que dans le cas d'une structure capillaire composée de rainures croisées, les ménisques au centre des picots sont beaucoup plus creusés que dans le cas de rainures longitudinales. Le rapport entre le volume optimal de liquide et le volume des rainures est donc plus faible.

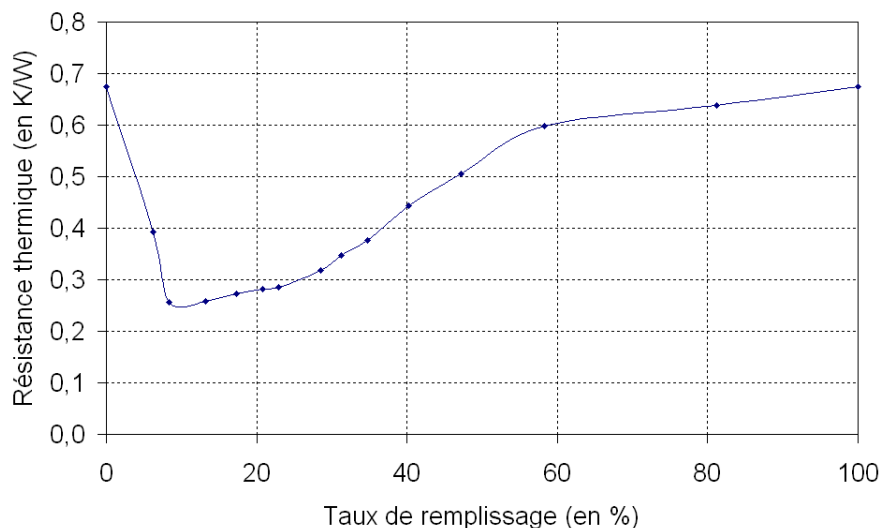


Figure 5.17 : Résistance thermique en fonction du taux de remplissage (méthanol,  $q = 6 \text{ W/cm}^2$ )

### 5.2.2 Validation de la méthode de mesure de la courbure

Afin de valider la procédure expérimentale et la méthode de traitement de données, l'évolution de la pression capillaire est mesurée grâce au microscope confocal le long de la ligne médiane du DTD à rainures croisées en position inclinée et au repos, c'est-à-dire sans flux thermique transféré (figure 5.18). Dans ces conditions, la variation de pression capillaire au sein du DTD est égale à la variation de pression hydrostatique dans le liquide, il est donc possible d'écrire :

$$\frac{dP_{cap}}{dx} = \rho_l g \sin \theta \quad (5.15)$$

En pratique, c'est l'ensemble constitué du diffuseur monté sur le microscope confocal qui est incliné afin de garder un axe de visée du crayon optique strictement perpendiculaire à la plaque transparente du DTD. L'incertitude sur l'inclinaison du DTD est de  $0,1^\circ$ .

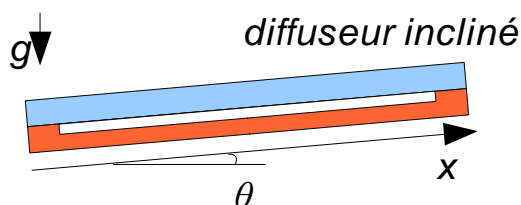


Figure 5.18 : Schéma du dispositif incliné

La pression capillaire a été déterminée par la méthode décrite dans la section 5.1.4 dans les 5 rainures centrales du DTD. Les mesures ont été effectuées pour un remplissage en méthanol à  $20^\circ\text{C}$  et le DTD incliné à  $5^\circ$  et pour un remplissage en FC72 à  $30^\circ\text{C}$  et le DTD incliné à  $2,5^\circ$ . Dans ce dernier



cas, le FC72 a préalablement été soumis à de nombreux cycles de sublimations et sublimations inverses afin de dégazer au maximum les fluides potentiellement absorbés en son sein (voir section 2.4.1). De plus, au vu de la faible inclinaison du DTD et des propriétés du fluide, il est nécessaire de corriger la pente du DTD par la pente de la structure capillaire au sein même des picots : en effet, les ménisques étant plus creusés dans la partie haute du DTD que dans la partie basse, un angle apparaît entre la ligne formée par le sommet des picots et la ligne formée par les creux des ménisques entre les rainures. Cet angle peut être déterminé à partir des mesures effectuées avec le microscope confocal : il vaut  $0,25 \pm 0,02^\circ$  pour les mesures effectuées au FC72 et doit donc être retranché à l'angle du DTD pour le calcul de la pression hydrostatique. Il ne vaut que  $0,09 \pm 0,02^\circ$  pour les mesures effectuées avec le méthanol.

Les résultats expérimentaux (marqueurs) et théoriques (traits pleins) sont tracés sur la figure 5.19 pour les deux configurations décrites. L'incertitude associée aux mesures est représentée par des barres d'erreurs. Nous observons un bon accord entre les mesures et les résultats théoriques. Cela valide le protocole expérimental et la méthode de traitement des mesures.

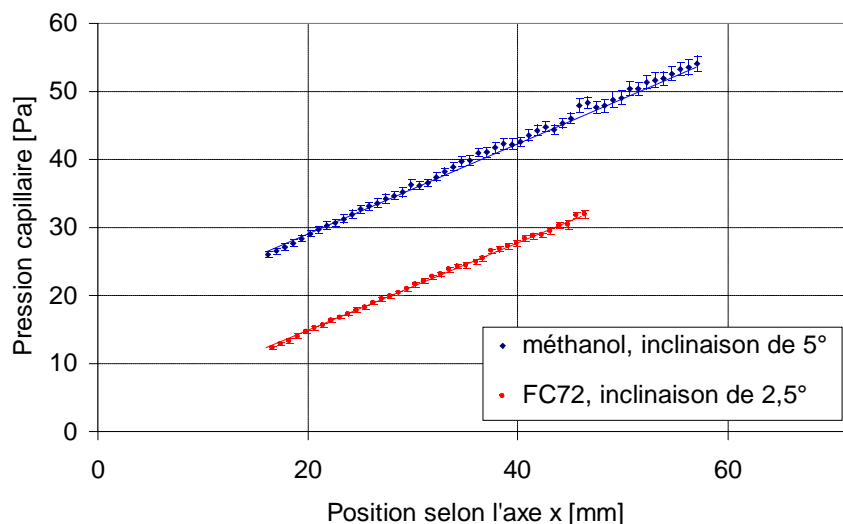


Figure 5.19 : Validation du dispositif expérimental

### 5.2.3 Résultats pour le DTD chargé en méthanol

Le DTD à rainures croisées rempli avec du méthanol ( $t_r = 12\%$ ) a été étudié en position horizontale. La température du bain thermostaté est maintenue à  $40^\circ\text{C}$ . Pour trois flux thermiques imposés à l'évaporateur ( $Q = 0\text{ W}$ ,  $Q = 8\text{ W}$  et  $Q = 16\text{ W}$ ), l'évolution de la pression capillaire a été déterminée à partir des mesures par microscopie confocale le long de la ligne médiane du diffuseur. Les mesures ont été réalisées dans les trois rainures centrales et une moyenne a été effectuée pour chaque position le long de l'axe  $x$ . Les résultats, accompagnés de leur incertitude expérimentale, sont tracés sur les figures 5.20 à 5.22 pour les trois flux testés.

A flux nul ( $Q = 0\text{ W}$ ), la pression capillaire est constante le long de l'axe  $x$ . Cela confirme l'horizontalité du DTD. Pour les flux de  $0\text{ W}$  et  $8\text{ W}$  ( $2\text{ W/cm}^2$ ), l'incertitude de mesure est de l'ordre de  $0,5\text{ Pa}$ . Pour le flux de  $16\text{ W}$  ( $4\text{ W/cm}^2$ ), l'incertitude de mesure est supérieure et est de l'ordre de  $1\text{ Pa}$ . Pour un tel flux, la limite de déclenchement de l'ébullition à l'évaporateur est proche et comme pour l'étude expérimentale du DTD à rainures longitudinales, cela augmente l'instabilité des ménisques, et donc l'incertitude sur la détermination de la courbure de la surface.

Pour les flux de  $8\text{ W}$  et  $16\text{ W}$ , le domaine de variation de la pression capillaire est de l'ordre de deux fois seulement l'incertitude de mesure. Cela rend l'étude des pertes de charge dans l'écoulement extrêmement imprécise. Si on augmente la puissance transférée par le DTD, il y a déclenchement de

l'ébullition à l'évaporateur et la mesure de la pression capillaire par microscopie confocale n'est plus possible. Notre méthode est donc mise en défaut dans cette configuration expérimentale. En effet, les pertes de charge dans le liquide sont très faibles du fait de la faible longueur de transport et l'ébullition nucléée apparaît pour des densités de flux trop faibles pour autoriser une augmentation de puissance transférée qui conduirait à une augmentation de débit et donc des pertes de charge.

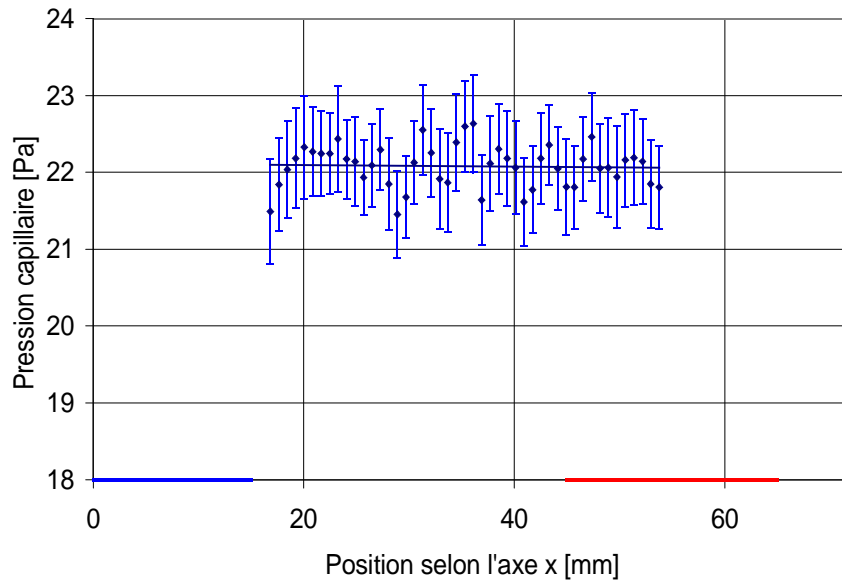


Figure 5.20 : Profil de pression capillaire (méthanol,  $q = 0 \text{ W/cm}^2$ )

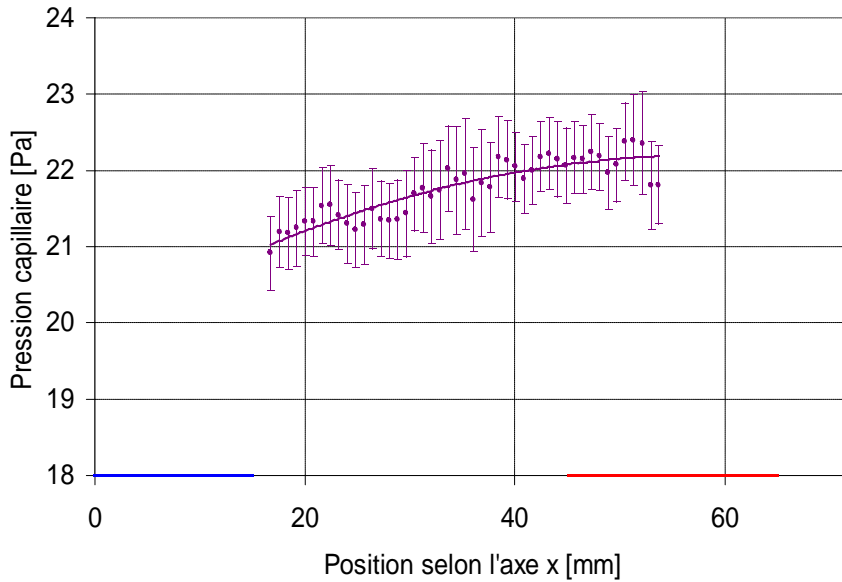


Figure 5.21 : Profil de pression capillaire (méthanol,  $q = 2 \text{ W/cm}^2$ )

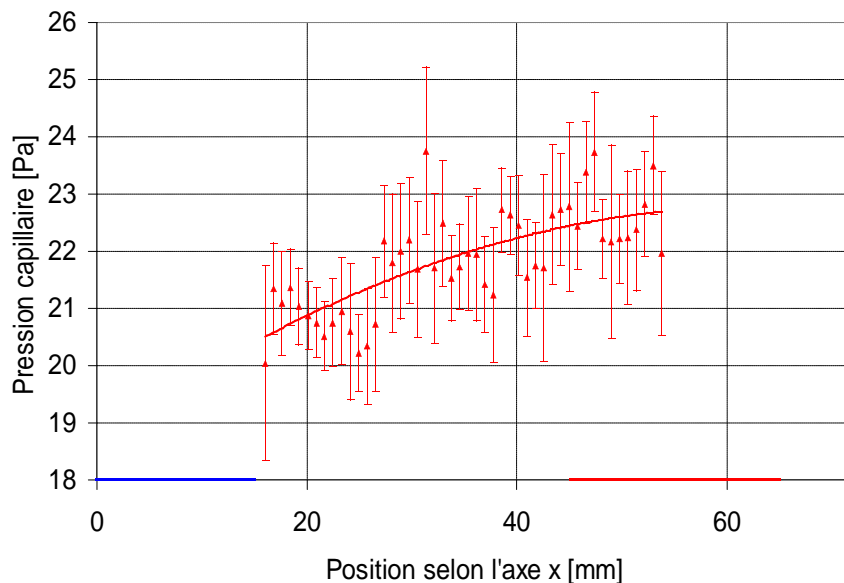


Figure 5.22 : Profil de pression capillaire (méthanol,  $q = 4 \text{ W/cm}^2$ )

Le champ de température au sein du DTD est mesuré en même temps que la pression capillaire. Les figures 5.23 et 5.24 présentent respectivement le profil de température le long de la ligne médiane du DTD pour les trois flux testés, et le champ de température 2D du DTD, obtenu par interpolations linéaires entre les mesures des 18 thermocouples.

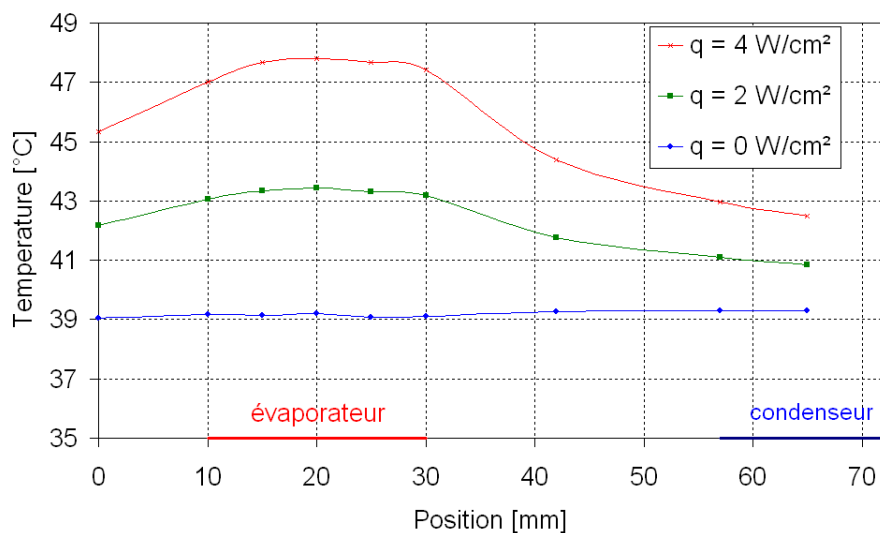


Figure 5.23 : Profil de température le long de la ligne médiane (méthanol,  $t_r = 12 \%$ )

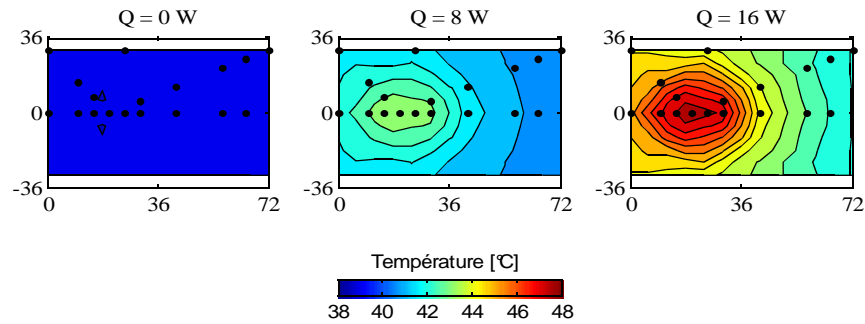


Figure 5.24 : Champs de température mesurés dans le DTD en fonction de la puissance. Les isothermes sont tracées tous les  $0,5^\circ\text{C}$  (méthanol,  $t_r = 12 \%$ )

## 5.2.4 Résultats pour le DTD chargé en FC72

Les mesures obtenues à l'aide de ce DTD rempli avec du méthanol ne permettent pas d'étudier convenablement les écoulements dans la structure capillaire composée de rainures croisées, à cause des faibles débits mis en jeu et donc des faibles variations de pression capillaire. Pour améliorer les conditions de cette étude, nous avons décidé de changer de fluide afin d'obtenir de plus grandes variations de la pression capillaire, même pour de faibles flux transférés. Le FC72 a été retenu en raison de sa faible chaleur latente de vaporisation : pour un même flux transféré, les débits et donc les pertes de charge sont plus importants qu'avec du méthanol. Du fait de sa faible tension de surface, les variations de pression se traduisent aussi par une plus grande variation de la courbure de l'interface liquide-vapeur : le rapport signal sur bruit est donc meilleur.

La figure 5.25 présente les résultats expérimentaux obtenus avec le FC72 ( $t_r = 12 \%$ ) pour trois flux différents ( $Q = 0 \text{ W}$ ,  $Q = 8 \text{ W}$  et  $Q = 16 \text{ W}$ ). La température du bain thermostaté est maintenue à  $30^\circ\text{C}$ . Pour un flux nul, on observe que la pression capillaire au sein du DTD n'est pas constante : il existe donc une variation de pression hydrostatique dans le liquide, qui est due à une légère inclinaison du DTD. La pente moyenne de la variation de pression capillaire est de  $23 \text{ Pa/m}$ , ce qui correspond à une inclinaison de l'ordre de  $0,08^\circ$ . Cette inclinaison est dans l'ordre de grandeur de l'incertitude associée à l'horizontalité du DTD et représente une différence d'altitude de  $50 \mu\text{m}$  entre les extrémités du DTD. Le DTD rempli avec du FC72 est extrêmement sensible à de très faibles inclinaisons à cause de la forte masse volumique du fluide ( $\rho_l = 1670 \text{ kg/m}^3$ ). Cette inclinaison du DTD est donc prise en compte dans la suite de l'étude. Pour des flux thermiques transférés de  $8 \text{ W}$  ( $2 \text{ W/cm}^2$ ) et de  $16 \text{ W}$  ( $4 \text{ W/cm}^2$ ), le rapport signal sur bruit est meilleur que pour les essais réalisés avec du méthanol. La figure 5.26 présente les champs de température 2D obtenus par interpolations linéaires entre les mesures des 18 thermistances pour les trois flux testés. Ces résultats expérimentaux sont comparés à un modèle dans la section suivante.

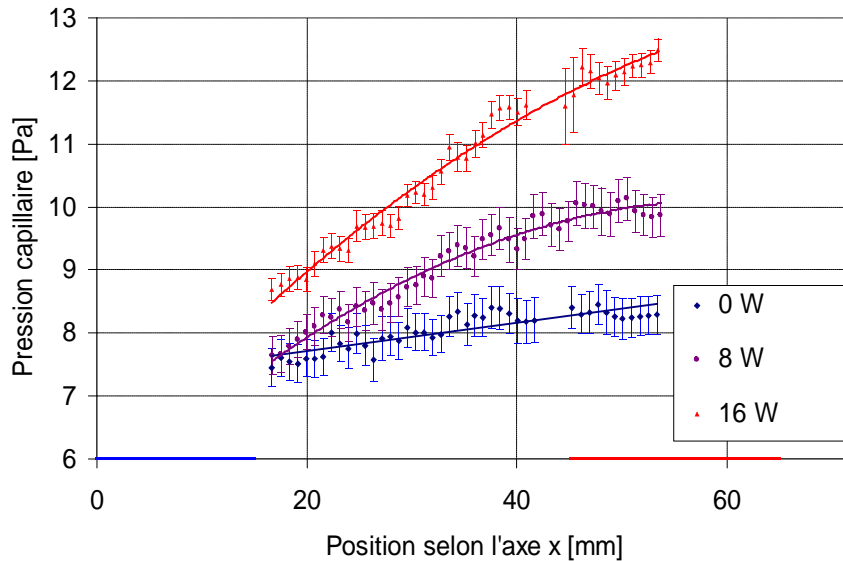


Figure 5.25 : Profil de pression sur la ligne médiane du DTD  
(FC72,  $t_r = 12\%$ )

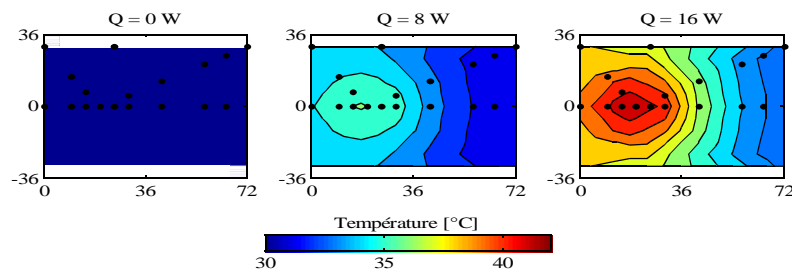


Figure 5.26 : Champs de température mesurés dans le DTD en fonction de la puissance.  
Les isothermes sont tracés tous les 1°C, (FC72,  $t_r = 12\%$ )

### 5.3 Comparaison entre les résultats expérimentaux et le modèle numérique analytique de Lefèvre et Lallemand [68]

Lefèvre et Lallemand [68] ont développé un modèle analytique de DTD, basé sur les transformées de Fourier, qui permet de modéliser tout type de structure capillaire en la considérant comme un milieu poreux. Le modèle analytique est décrit en détail dans le chapitre 1 de cette thèse. Il permet de déterminer le champ de température et le champ de pression du liquide et de la vapeur dans le DTD. Ce modèle a été validé en configuration 1D par les résultats expérimentaux obtenus par Rullière au cours de sa thèse [10]. Il est donc intéressant de comparer les résultats de ce modèle à une configuration 2D telle que celle étudiée dans ce chapitre.

#### 5.3.1 Hypothèses et procédure de modélisation

Le modèle de Lefèvre et Lallemand couple un modèle thermique et un modèle hydrodynamique. Le modèle thermique est un modèle de conduction de la chaleur 3D dans la paroi du DTD. Le milieu poreux est modélisé par une condition aux limites de type Fourier, le coefficient d'échange à la paroi étant déterminé à partir de la conductivité thermique équivalente de la structure capillaire. Ce paramètre important du modèle n'a pas d'expression connue dans la littérature pour les rainures croisées. Dans cette étude, ce paramètre est considéré constant pour l'ensemble de la structure capillaire et est déterminé expérimentalement pour chaque essai à partir des champs de température

mesurés. La température de saturation du système est aussi une inconnue du modèle qui est également déterminée à partir des résultats expérimentaux.

Lorsque le champ de température dans le DTD est connu, il est possible de déterminer la part de flux thermique transférée par conduction et la part transférée par changement de phase dans le système, et donc les débits de condensation et d'évaporation du fluide caloporteur en tout point du système. Le modèle hydrodynamique, basé sur la loi de Darcy, permet de déterminer les champs de pression dans le liquide et dans la vapeur. Les pertes de charge dans le liquide dépendent essentiellement de la perméabilité équivalente de la structure capillaire. Dans le cas de rainures croisées, il ne semble pas exister dans la littérature de corrélations permettant de déterminer la perméabilité de la structure capillaire. Il s'agit donc d'un deuxième paramètre inconnu dans notre étude.

Dans cette section, nous comparons dans un premier temps les champs de température, puis les variations de pression capillaire modélisés et mesurés.

## 5.3.2 Étude thermique du DTD

### 5.3.2.1 Étude à vide

Afin de valider la prise en compte de la conduction de la chaleur dans la paroi du DTD, nous comparons dans un premier temps les champs de température mesuré et modélisé dans le cas d'un diffuseur vide pour un flux thermique transféré de 24 W. La température du bain thermostaté est de 40°C. La figure 5.27 présente les profils de température mesuré et modélisé le long de la ligne médiane du diffuseur. Les champs de température 2D mesuré et modélisé sont présentés sur la figure 5.28. Nous observons un très bon accord entre les résultats expérimentaux et le modèle analytique. Nous pouvons néanmoins distinguer des effets de bord qui ne sont pas pris en compte par la modélisation, en particulier du côté de la source chaude. Dans cette zone, la différence observée est due à une petite partie du flux thermique qui est transmise par conduction vers les bords du DTD. Toutefois, l'écart est acceptable et cela valide le modèle de conduction de la chaleur dans la paroi du DTD.

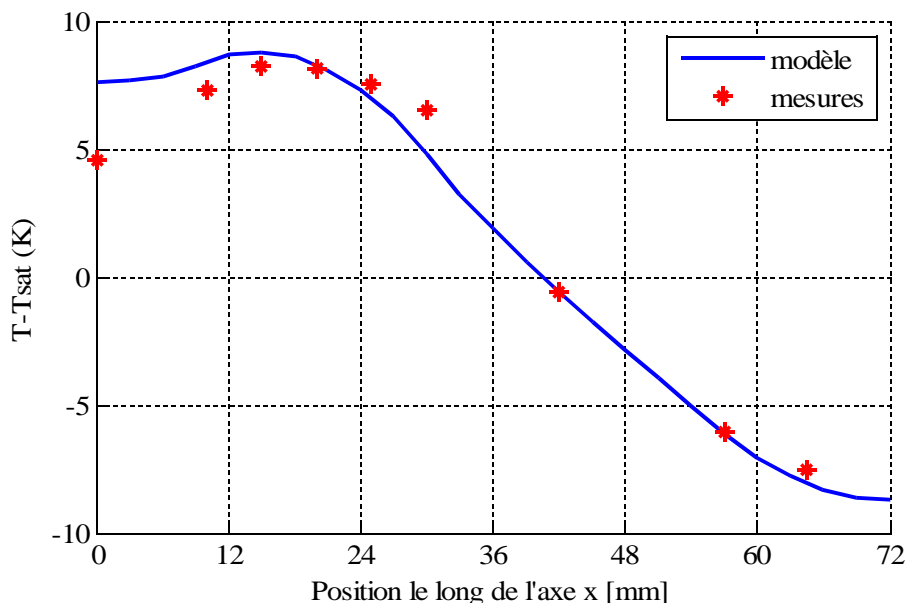


Figure 5.27 : Profil de température le long de la ligne médiane du DTD vide ( $Q = 24$  W)

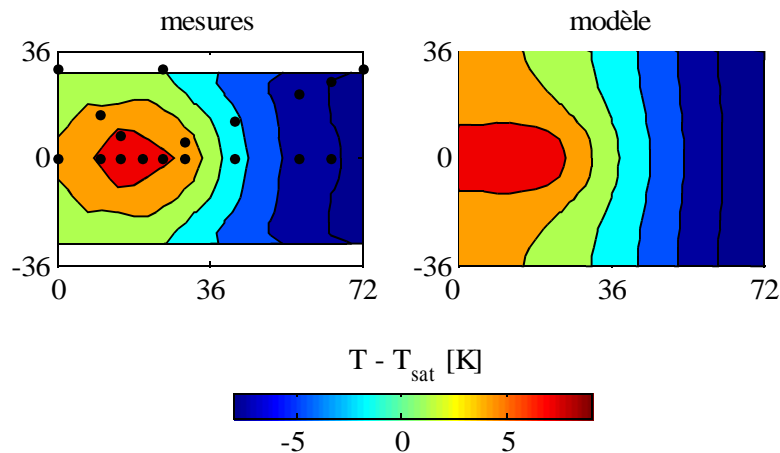


Figure 5.28 : Champs de température mesurés et modélisés dans le DTD vide ( $Q = 24 \text{ W}$ )

### 5.3.2.2 Étude en fonctionnement

Les résultats du modèle ont aussi été comparés aux résultats expérimentaux pour le DTD en fonctionnement. Pour éviter les effets de bord, la conductivité thermique équivalente de la structure capillaire a été déterminée à partir des mesures de température des thermocouples qui ne sont pas situés sur le bord du DTD. Les figures 5.29 et 5.30 présentent respectivement les profils de température le long de la ligne médiane et les champs de température 2D mesurés et modélisés pour les essais réalisés avec le méthanol. Un bon accord est observé entre les modélisations et les mesures. Les conductivités thermiques équivalentes valent respectivement 1,19 et 1,08 W/mK pour les flux thermiques de 8 W et de 16 W. Cela correspond à des coefficients d'échange thermique de changement de phase valant respectivement 2970 et 2700 W/m<sup>2</sup>K. Dans le cas du DTD à rainures longitudinales rempli avec du n-pentane, ces coefficients d'échanges étaient compris entre 1500 et 2500 W/m<sup>2</sup>K (voir section 4.4.4). Les expériences n'ayant pas été menées avec les mêmes fluides, il n'est pas possible de comparer les deux structures capillaires. Cependant, il est probable que la très grande finesse des films de liquide au niveau des bords des picots dans le cas de rainures croisées puisse conduire à de meilleures performances thermiques que dans le cas de rainures longitudinales.

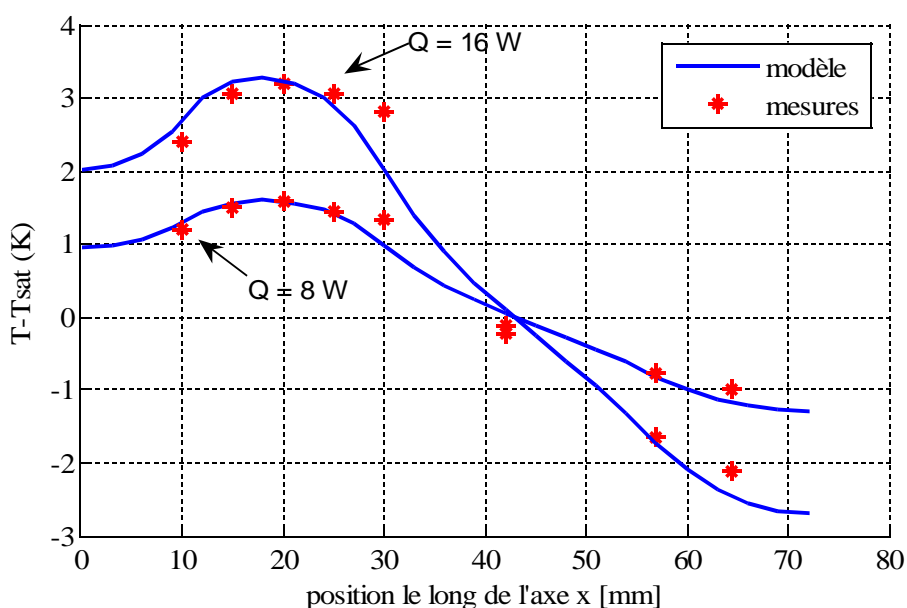


Figure 5.29 : Profils de température le long de la ligne médiane (méthanol)

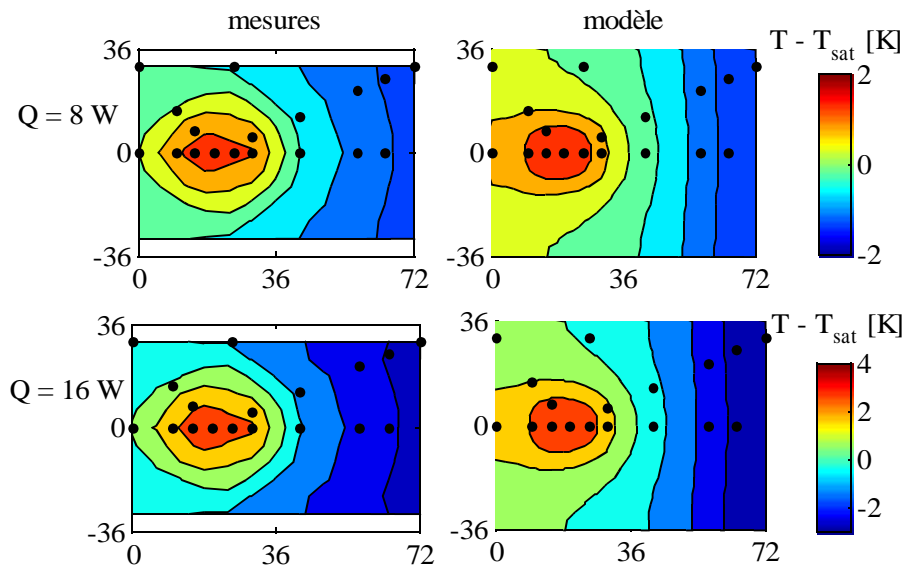


Figure 5.30 : Champs de température dans le DTD rempli avec du méthanol

Le même type d'étude a été réalisé pour les essais effectués avec du FC72 (figures 5.31 et 5.32). Pour ces essais, les conductivités thermiques équivalentes valent respectivement 0,16 et 0,26 W/mK pour les flux thermiques de 8 W et de 16 W. Cela correspond à des coefficients d'échange thermique de changement de phase valant respectivement 394 et 652 W/m<sup>2</sup>K. Les performances thermiques du DTD à rainures croisées sont donc 5 à 10 fois moins bonne avec du FC72 qu'avec du méthanol. Cela est essentiellement dû à la faible chaleur latente du FC72 comparée à celle du méthanol.

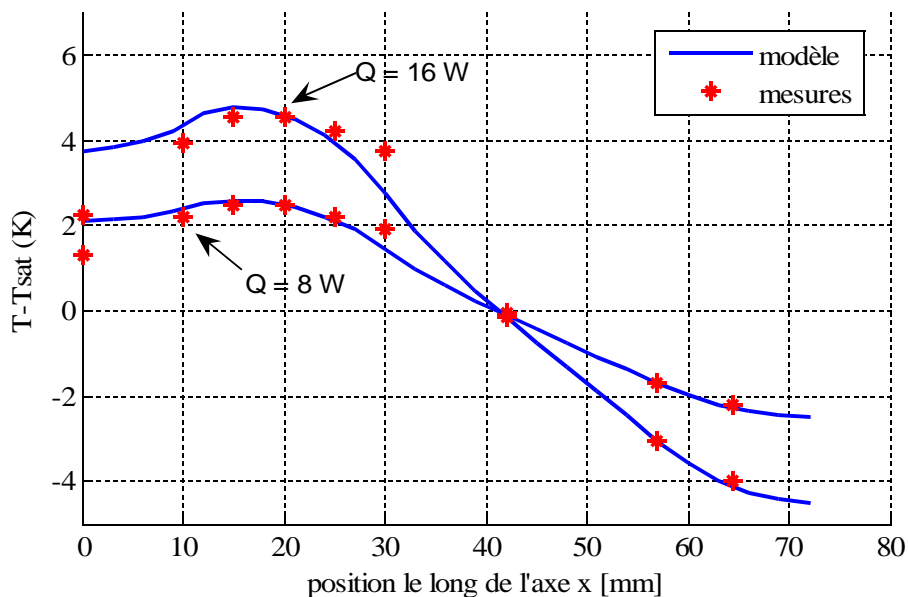


Figure 5.31 : Profils de température le long de la ligne médiane (FC72)



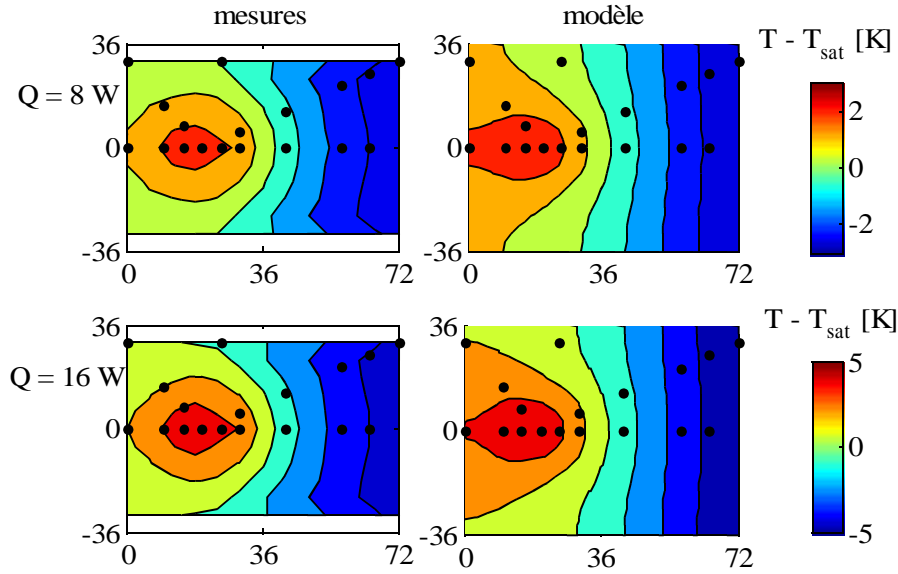


Figure 5.32 : Champs de température dans le DTD rempli avec du FC72

### 5.3.3 Étude hydrodynamique du DTD

#### 5.3.3.1 Résultats du modèle

A partir du champ de température calculé dans le DTD, le modèle hydrodynamique permet de calculer les champs de pression dans la phase liquide et dans la phase vapeur. Nous présentons un exemple de résultat du modèle pour un flux thermique de 16 W, le DTD étant rempli avec du méthanol. Dans cet exemple, la perméabilité de la structure capillaire est supposée égale à celle d'une structure capillaire constituée de rainures longitudinales de mêmes dimensions que les rainures croisées étudiées ici [9] :

$$K_{\text{rainures longitudinales}} = \frac{D_h^2 \xi}{2 f \Re e_l} \quad (5.16)$$

Avec :  $\xi = \frac{l_r}{l_{a+r}}$

$$D_h = \frac{4 l_r h_r}{2 h_r + l_r} \text{ et}$$

$$f \Re e_l = 24(1 - 1,3553 c_{\min} + 1,9467 c_{\min}^2 - 1,7012 c_{\min}^3 + 0,9564 c_{\min}^4 - 0,2537 c_{\min}^5)$$

$$\text{où } c_{\min} = \min\left(\frac{2 h_r}{l_r}, \frac{l_r}{2 h_r}\right)$$

Les figures 5.33 et 5.34 présentent le champ de pression et le champ de vitesse dans la phase liquide. La valeur absolue de la pression est inconnue et les pressions présentées sont les pressions relatives par rapport à la pression maximale (pression de la vapeur au niveau de la source chaude) calculée dans le DTD. Les figures 5.35 et 5.36 présentent les mêmes champs pour la phase vapeur.

Nous pouvons observer que la variation de pression dans le liquide et dans la vapeur est extrêmement faible. Pour  $Q = 16 \text{ W}$ , le DTD fonctionne donc très loin de sa limite capillaire. Le déclenchement de l'ébullition nucléée ne permet pas d'observer le DTD avec le microscope confocal pour des flux plus élevés.

Malgré le caractère 2D des champs de vitesse, les champs de pression dans le DTD sont quasiment unidirectionnels, selon l'axe  $x$ . Cela justifie le choix de n'effectuer des mesures de la pression capillaire que le long de la ligne médiane du DTD : le profil de pression capillaire obtenu est bien représentatif des gradients de pression capillaire au sein du système. De plus, ces figures confirment l'intérêt d'une structure bidimensionnelle qui permet de réalimenter l'évaporateur dans toutes les directions : dans le cas d'une structure capillaire composée de rainures longitudinales, les rainures situées sur le bord du DTD n'auraient que peu participé à l'approvisionnement de l'évaporateur en liquide.

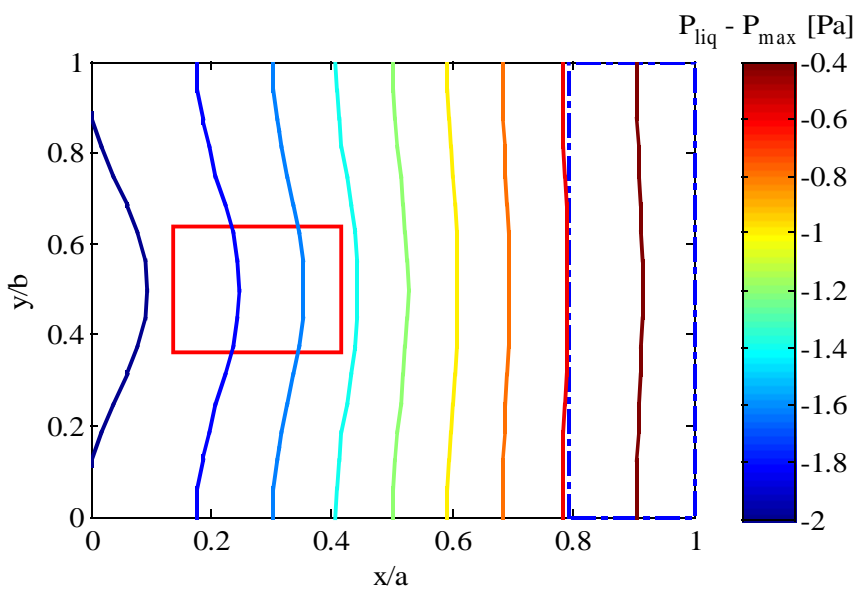


Figure 5.33 : Champ de pression du liquide dans le DTD (méthanol,  $Q = 16$  W)

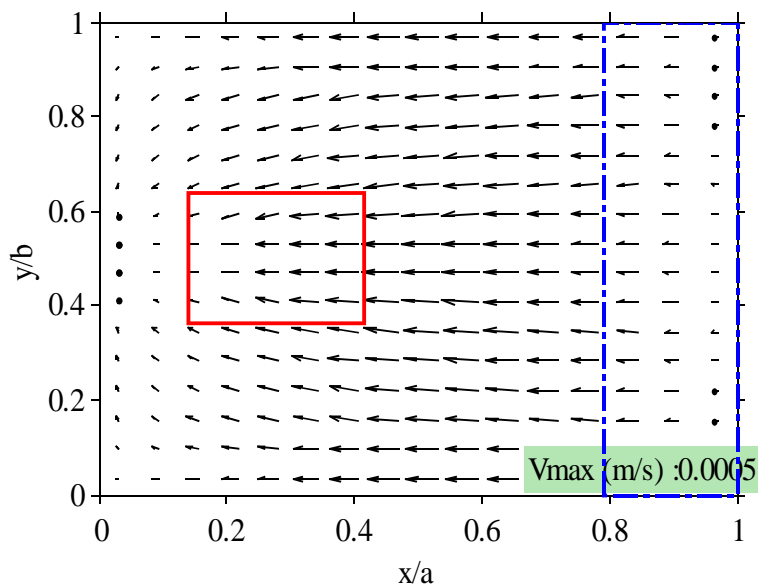


Figure 5.34 : Champ de vitesse du liquide dans le DTD (méthanol,  $Q = 16$  W)

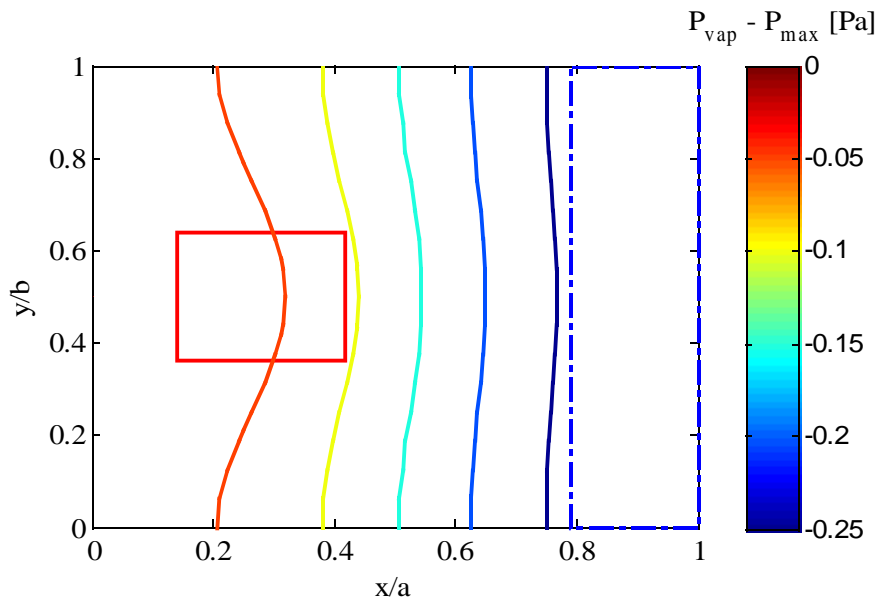


Figure 5.35 : Champ de pression de la vapeur dans le DTD (méthanol,  $Q = 16$  W)

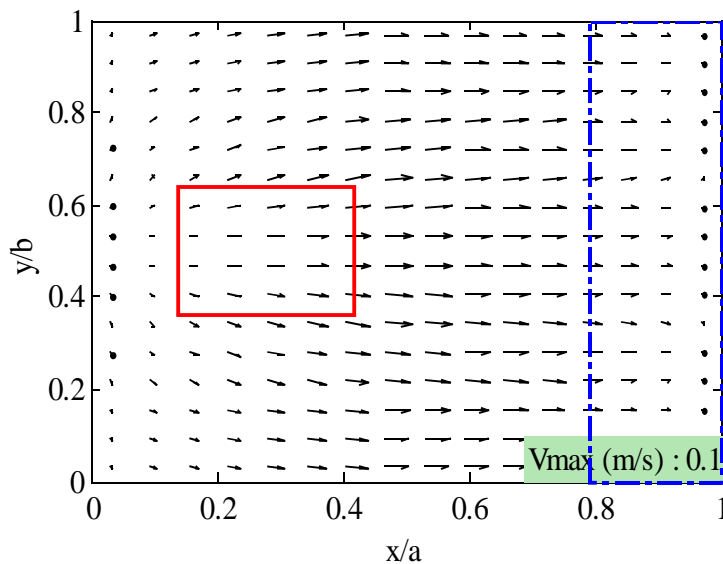


Figure 5.36 : Champ de vitesse de la vapeur dans le DTD (méthanol,  $Q = 16$  W)

### 5.3.3.2 Comparaison avec les résultats expérimentaux

La perméabilité de la structure capillaire étant *a priori* inconnue, plusieurs valeurs sont utilisées dans le modèle. Pour cela, nous utilisons comme référence la perméabilité d'une structure capillaire composée de rainures longitudinales de mêmes dimensions et définissons la perméabilité relative  $K^*$  des rainures croisées :

$$K^* = \frac{K_{\text{rainures croisées}}}{K_{\text{rainures longitudinales}}} \quad (5.17)$$

Les figures 5.37 et 5.38 présentent l'évolution des pressions capillaires modélisée et mesurée pour les essais réalisés avec le méthanol. Trois perméabilités relatives sont considérées ( $K^* = 0,75$  ;

$K^* = 1$  et  $K^* = 1,25$ ). L'incertitude associée aux mesures ne permet pas de conclure quant à la validité du modèle analytique à cause de la faible variation de pression capillaire au sein du système. Nous pouvons cependant noter que l'ordre de grandeur de la variation de pression capillaire modélisé est en accord avec celui mesuré.

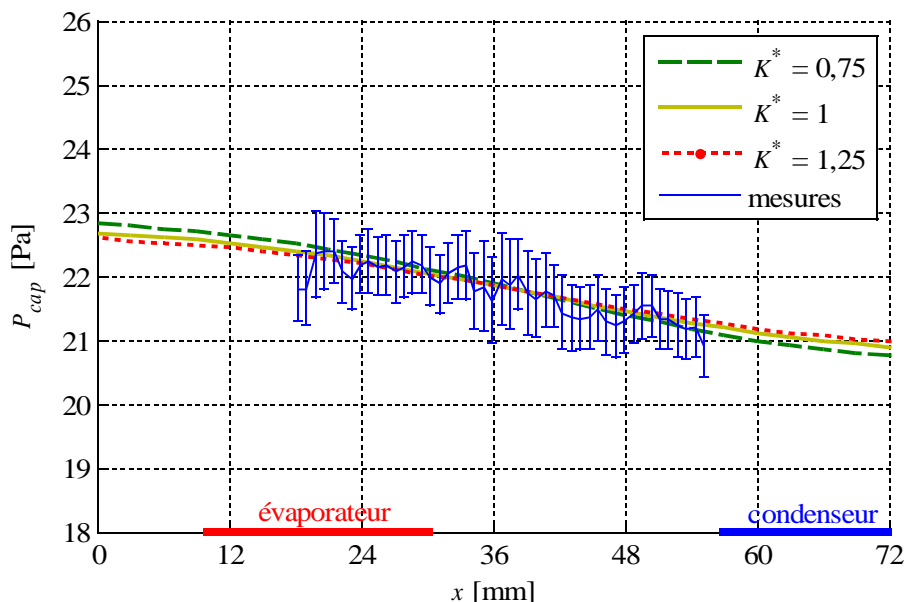


Figure 5.37 : Pression capillaire dans le DTD (méthanol,  $Q = 8$  W)

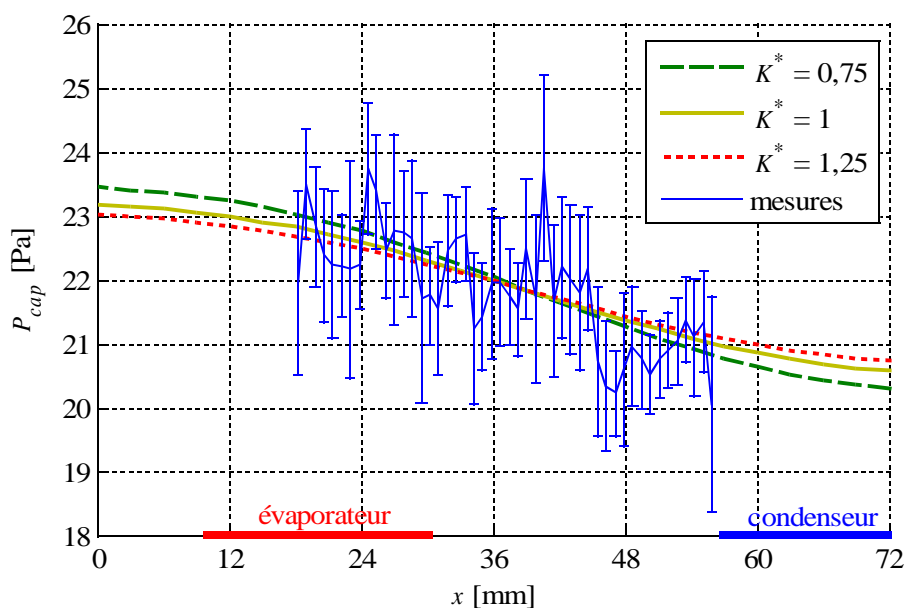


Figure 5.38 : Pression capillaire dans le DTD (méthanol,  $Q = 16$  W)

Les figures 5.39 et 5.40 présentent l'évolution des pressions capillaires mesurée et modélisée pour les essais réalisés avec le FC72. Pour ces essais, le DTD est supposé incliné de  $0,08^\circ$  (voir section 5.2.4). Les mêmes perméabilités relatives que pour le méthanol sont considérées pour le modèle analytique. Le rapport du bruit sur la variation de la pression capillaire est plus faible. Le modèle est en bon accord avec les résultats expérimentaux pour une perméabilité relative comprise entre 0,75 et 1,25. L'incertitude associée aux résultats expérimentaux ne permet pas de donner une estimation plus précise de la perméabilité relative de la structure capillaire composée de rainures croisées.

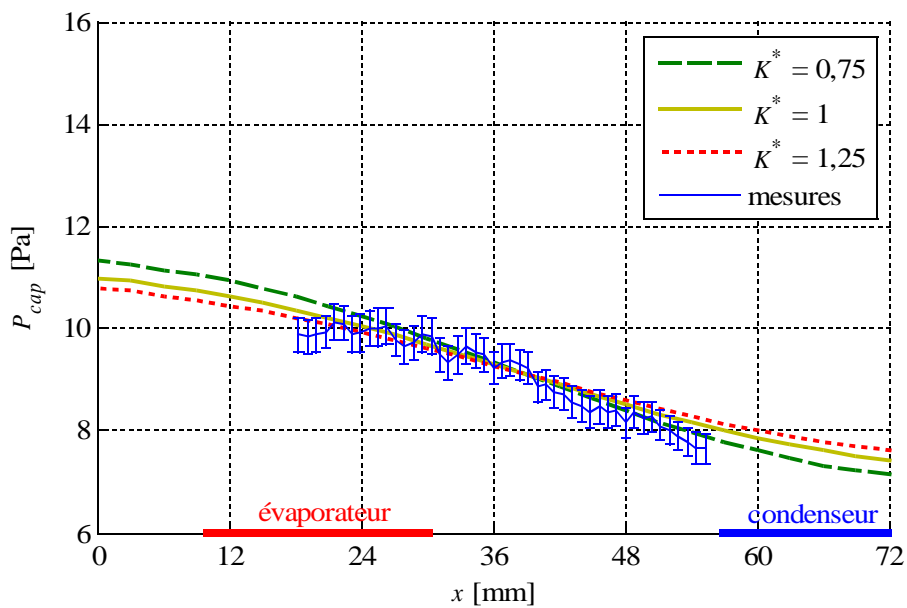


Figure 5.39 : Pression capillaire dans le DTD (FC72,  $Q = 8 \text{ W}$ )

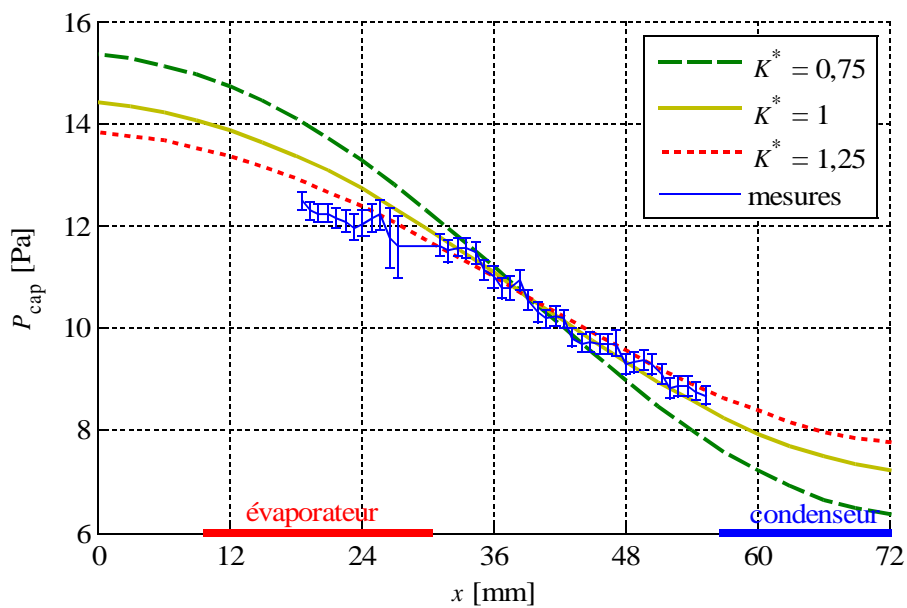


Figure 5.40 : Pression capillaire dans le DTD (FC72,  $Q = 16 \text{ W}$ )

La perméabilité d'une structure capillaire composée de rainures croisées semble être du même ordre de grandeur que celle de rainures longitudinales de mêmes dimensions. En conclusion, pour un débit identique, si on considère que les perméabilités sont égales dans les deux structures capillaires considérées, les pertes de charge dans des rainures croisées sont donc du même ordre de grandeur que les pertes de charge dans des rainures longitudinales. Or, nous avons vu que pour des dimensions identiques, la pression capillaire maximale que génèrent des rainures croisées est très proche de celle créée par des rainures longitudinales. Une structure capillaire composée de rainures croisées possède donc une limite capillaire sensiblement identique à celle d'une structure capillaire composée de rainures longitudinales.

## **5.4 Conclusion**

Le DTD en cuivre à rainures croisées possède une structure capillaire qui induit des ménisques non cylindriques. Ceux-ci ont en effet une forme de « selle de cheval » entre deux picots et des creux se forment au croisement des rainures. La modélisation d'une telle interface pour un fluide au repos a permis de montrer qu'une structure capillaire composée de rainures croisées génère une pression capillaire du même ordre de grandeur que des rainures longitudinales de mêmes dimensions.

L'étude de ce type de ménisque requiert une mesure de surface afin de prendre en compte le caractère tridimensionnel de l'interface liquide-vapeur. Une telle mesure avec le microscope confocal demande un temps d'acquisition élevé et il est nécessaire de développer une méthode expérimentale permettant de déterminer la pression capillaire moyenne dans une zone du DTD avec un pas d'acquisition le plus grand possible. Trois méthodes ont été testées et comparées. La méthode consistant à calculer la courbure de l'interface par différences finies en chaque point de mesure permet d'obtenir la meilleure précision pour un pas d'acquisition donné.

L'étude expérimentale du DTD en fonctionnement a permis de mesurer le champ de température dans le système, ainsi que l'évolution de la pression capillaire le long de sa ligne médiane. Deux fluides et deux flux thermiques ont été testés. L'étude du DTD rempli avec du méthanol a montré une très faible variation de la pression capillaire à cause des faibles débits mis en jeu. En effet, la petite taille de l'évaporateur et le déclenchement de l'ébullition nucléée à partir de  $4 \text{ W/cm}^2$  empêchent de mesurer la forme de l'interface liquide-vapeur avec le microscope confocal pour des flux thermiques engendrant des pertes de charges de plusieurs Pascal. Des essais complémentaires avec du FC72 ont donc été réalisés pour pallier cet inconvénient.

Enfin, les résultats expérimentaux ont été comparés avec un modèle analytique développé par Lefèvre et Lallemand [44]. La conductivité thermique équivalente et la perméabilité de la structure capillaire ont été identifiées expérimentalement, en l'absence d'expressions issues de la littérature pour ce type de structure capillaire. Les résultats expérimentaux montrent que la perméabilité de rainures croisées est du même ordre de grandeur que celle de rainures longitudinales de mêmes dimensions. Cependant, des études expérimentales et théoriques supplémentaires sont nécessaires afin de pouvoir prédire avec précision les performances thermique et hydrodynamique d'un DTD dont la structure capillaire est composée de rainures croisées. Il faudrait tester ce type de structure capillaire sur des DTD plus grands (comme celui mis en œuvre par Rullière [10]) avec de plus grandes surfaces de sources chaudes. Cela permettrait en effet de créer des pertes de charge plus importantes avec des densités de flux plus faibles et donc hors présence d'ébullition nucléée.



## Conclusions et perspectives

Les diffuseurs thermiques diphasiques (DTD), ou caloducs plats, sont des systèmes de refroidissement passifs performants. Le phénomène de capillarité et les transferts de chaleur avec changement de phase permettent de transférer de fortes densités de flux avec de faibles gradients de température. Cette thèse a pour objet l'analyse des phénomènes physiques mis en jeu à l'intérieur de ce type de système. Elle s'inscrit dans la continuité de la thèse de Rullière, soutenue en 2006, et des différentes études menées au CETHIL depuis une dizaine d'années. Elle s'inscrit en partie dans le cadre de l'ANR non thématique « Intensifilm ».

Deux DTD en cuivre, de dimensions  $90 \times 70 \text{ mm}^2$  et  $72 \times 68 \text{ mm}^2$ , ont été étudiés. Leur structure capillaire est composée de rainures longitudinales (structure 1 D) et de rainures croisées (structure 2D). Ils sont fermés par une plaque transparente permettant la visualisation de l'interface liquide-vapeur dans les rainures grâce à un microscope confocal. Les DTD sont instrumentés avec des thermistances sur leur paroi externe afin d'en déduire les performances thermiques. Les fluides utilisés sont le méthanol, le pentane et le FC72.

La visualisation des DTD en fonctionnement a permis de mettre en évidence la présence de l'ébullition nucléée à l'évaporateur à partir d'une densité de flux thermique d'environ  $3 \text{ W/cm}^2$ . L'ébullition améliore les performances thermiques du diffuseur, sans pour autant empêcher son fonctionnement, contrairement à ce qui est couramment admis dans la littérature. Un phénomène d'hystérésis de l'ébullition a aussi été observé.

Dans le cas du DTD à rainures longitudinales, l'influence du taux de remplissage et de l'épaisseur de l'espace vapeur sur la résistance thermique du DTD à l'évaporateur et au condenseur a été étudiée expérimentalement pour différents flux thermiques. Le taux de remplissage optimal pour le condenseur ne dépend pas du flux transféré par le DTD, contrairement à celui de l'évaporateur. En conséquence, le taux de remplissage optimal pour le système résulte d'un compromis qui dépend du flux thermique transféré par le DTD. Les expériences ont montré que l'épaisseur de l'espace vapeur a une influence sur les performances thermiques du DTD. La plage de taux de remplissage permettant d'obtenir une faible résistance thermique du DTD est plus grande pour un espace vapeur mince que pour un espace vapeur épais. Ceci semble dû à une rétention du liquide sur les bords du DTD dans le cas d'une faible épaisseur d'espace vapeur.

L'évolution du rayon de courbure des ménisques le long des rainures a été mesurée pour le DTD à rainures longitudinales pour différents flux thermiques et pour différentes épaisseurs d'espace vapeur. Pour des épaisseurs d'espace vapeur de 1 et 2 mm, il apparaît que pour un flux thermique donné, le rayon de courbure moyen dans les rainures dépend du taux de remplissage et de l'épaisseur de l'espace vapeur. Pour une épaisseur d'espace vapeur de 5 mm, un fonctionnement non homogène a été observé, le débit de liquide semblant différer d'une rainure à l'autre de manière plus ou moins aléatoire. Ce phénomène est stable dans le temps, mais non reproductible. Il témoigne de l'existence d'une multitude d'équilibres thermiques et hydrodynamiques possibles pour un flux transféré donné.

Une analyse théorique de l'influence de la charge et de l'épaisseur de l'espace vapeur a été menée. Elle montre qu'il existe une épaisseur critique, en deçà de laquelle le liquide est drainé vers les bords du DTD. Cela permet d'augmenter les performances thermiques du DTD en évitant l'ennoiement de la structure capillaire, même en présence d'un excès de liquide. Au contraire, lorsque l'épaisseur de l'espace vapeur est supérieure à l'épaisseur critique, un léger dépassement du taux de remplissage optimal entraîne l'ennoiement de la structure capillaire et donc une forte dégradation des échanges thermiques. La valeur de l'épaisseur critique dépend de la constante capillaire du fluide et de l'angle de contact liquide-paroi. Cependant, si une faible épaisseur de l'espace vapeur permet de limiter



## Conclusions et perspectives

l'enneigement de la structure capillaire, nous avons aussi montré qu'elle diminue la limite capillaire du DTD, en raison d'une part de l'augmentation des pertes de charge dans les écoulements, et d'autre part de la diminution de la force motrice capillaire maximale du système. En effet, le rayon de courbure maximal au condenseur dépend fortement de cette épaisseur. L'épaisseur de l'espace vapeur optimale semble donc être légèrement inférieure à l'épaisseur critique.

Les résultats expérimentaux obtenus avec le DTD à rainures longitudinales ont été comparés à un modèle thermique et hydrodynamique de DTD précédemment développé au laboratoire. Cette comparaison a permis de montrer les lacunes du modèle thermique pour la détermination de la résistance thermique du système, en particulier dans la zone de condensation. La visualisation des films de condensat sur le sommet des ailettes dans le cas d'un diffuseur en silicium à rainures radiales a remis en question la validité du modèle pour la détermination de la forme de l'interface liquide-vapeur au condenseur.

L'étude des pertes de charge dans les rainures longitudinales a montré un bon accord entre les résultats expérimentaux et ceux issus du modèle hydrodynamique. La manière de prendre en compte les contraintes interfaciales liquide-vapeur n'est pas remise en question et l'hypothèse d'une interface se comportant comme une surface fixe est écartée. Pour les géométries étudiées au cours de cette thèse, qui sont proches de celles usuellement utilisées dans la littérature et les applications industrielles, une meilleure modélisation de la contrainte interfaciale ne semble pas être un enjeu important.

Le modèle hydrodynamique ainsi validé a été utilisé avec les résultats d'une étude expérimentale du DTD en position incliné pour montrer que l'ébullition ne semble pas avoir d'influence sur la limite capillaire du DTD. Dans notre application, l'ébullition nucléée n'est pas une limite de fonctionnement du système.

Un second DTD en cuivre, dont la structure capillaire est composée de rainures croisées a été étudié. Dans un premier temps, une analyse théorique et expérimentale a été menée sur la forme de l'interface liquide-vapeur dans ce type de structure capillaire. Il s'avère que la pression capillaire maximale générée par des rainures croisées est du même ordre de grandeur que celle générée par des rainures longitudinales de mêmes dimensions. Une méthodologie expérimentale a été mise au point pour déterminer la variation de pression capillaire dans le DTD à partir de la visualisation de l'interface liquide-vapeur par le microscope confocal.

Le champ de température dans la paroi et la variation de pression capillaire ont été mesurés pour différents flux thermiques et pour deux fluides caloporteurs (méthanol et FC72). La présence d'ébullition, qui empêche l'utilisation du microscope confocal, a limité le flux thermique maximal à la source chaude. Dans le cas du méthanol, les pertes de charge pour ces flux sont du même ordre de grandeur que l'incertitude de mesure. Le FC72 a une chaleur de vaporisation plus faible qui engendre des débits et donc des pertes de charge plus importants que le méthanol pour un même flux thermique transféré.

Les résultats expérimentaux du DTD à rainures croisées ont été comparés à un modèle analytique développé précédemment au laboratoire. Ce modèle, 3D pour la thermique et 2D pour les écoulements, permet de déterminer les champs de température et de pression dans le système. La comparaison des mesures et des résultats du modèle a permis d'identifier la conductivité thermique équivalente et la perméabilité des rainures croisées remplies de méthanol et de FC72. D'un point de vue hydrodynamique, la performance de la structure capillaire composée de rainures croisées apparaît comme proche de celle composée de rainures longitudinales de mêmes dimensions. Ce type de structure est donc intéressant, car favorisant l'homogénéisation du champ de température dans des configurations bidimensionnelles.

A l'issue de cette étude, nous sommes en mesure de proposer plusieurs pistes de recherche pour améliorer la compréhension du fonctionnement des DTD.

Tout d'abord, l'ébullition nucléée joue un rôle majeur dans les transferts thermiques et impacte fortement les écoulements pour de forts flux thermiques. Le phénomène d'ébullition dans la structure

capillaire doit donc être étudié plus en détails. En effet, l'analyse bibliographique montre que les densités de flux transférées par les DTD sont en général bien supérieures aux densités de flux pour lesquelles nous avons observé l'ébullition. Les auteurs ne mentionnent pourtant jamais la présence d'ébullition et ne la prennent pas en compte dans leurs modèles.

Un autre phénomène à approfondir est l'existence de fonctionnements non-homogènes des rainures pour un espace vapeur de 5 mm. Il serait intéressant de développer un modèle permettant de reproduire et de comprendre les observations effectuées, et d'en déduire les conséquences sur les performances thermiques du système.

La comparaison des résultats expérimentaux avec les modèles numériques développés au laboratoire a montré les lacunes des modèles thermiques développés, en particulier sur la forme des films de condensat sur le sommet des ailettes. Il est donc nécessaire de développer un modèle plus réaliste pour déterminer l'épaisseur du film de condensat. De plus, une mesure des coefficients d'accommodation des fluides couramment utilisés serait nécessaire pour pouvoir valider les échanges thermiques à l'interface liquide-vapeur.

L'étude expérimentale du DTD à rainures croisées est à poursuivre pour mieux comprendre ses performances thermique et hydrodynamique, et afin de pouvoir créer une base de données suffisante pour permettre de valider les modèles numériques développés. L'influence du taux de remplissage, du flux thermique transféré et de la géométrie des sources chaude et froide sont autant de paramètres dont l'influence sur le fonctionnement du DTD reste à étudier.

Au cours de cette thèse, le déclenchement de l'ébullition a limité la possibilité d'étudier ce DTD avec le microscope confocal pour de forts flux thermiques. Il n'a en particulier pas été possible de le faire fonctionner dans des conditions proches de la limite d'assèchement. Il serait donc intéressant de dimensionner un DTD à rainures croisées de plus grandes dimensions, et ayant une plus grande source chaude, afin d'augmenter les pertes de charge dans le système pour des densités de flux thermique plus faibles. Cela permettrait entre autres de valider le modèle numérique de la forme de l'interface liquide-vapeur dans ce type de structure capillaire et de la courbure maximale que peut prendre cette surface.

Enfin, la comparaison entre les performances thermique et hydrodynamique des rainures longitudinales et des rainures croisées serait intéressante à poursuivre par l'utilisation de deux DTD de mêmes dimensions, mais de structures capillaires différentes. La comparaison des champs de température et de pression capillaire pour les deux DTD dans diverses configurations expérimentales permettrait ainsi de mieux quantifier les avantages et les inconvénients de chaque structure. Cette étude pourrait ensuite être étendue à d'autres structures capillaires classiques (milieux frittés, toiles métalliques, ...), voire à des structures capillaires dont la géométrie et les propriétés évolueraient du condenseur vers l'évaporateur.



# Bibliographie

- [1] M. Groll, M. Schneider, V. Sartre, M. C. Zaghoudi, M. Lallemand, **Thermal control of electronic equipment by heat pipes**. *Rev. Gén. Therm.*, 37 (1998) 323-352
- [2] M. Oomi, T. Fukumoto, T. Kobayashi, M. Sugiura, K. Nakayama, K. Namba, **State-of-the-art technologies of micro heat-pipe heat-sinks for notebook PCs**. *Furukawa Review*, 21 (2002) 69-74
- [3] Y. Avenas, C. Gillot, C. Schaeffer, **Caloducs plats en silicium pour composants électroniques**. *Techniques de l'ingénieur*, RE 16 (2004) 7 p.
- [4] E. DiStefano, H. Pokharna, S. V. Machiroutu, **Raising the bar for heat pipes in notebook cooling**. *13th Int. Heat Pipe Conference*, Shanghai, China (2004) 433-440
- [5] P. Ektummakij, V. Kumthongkittikun, H. Kuriyama, K. Mashiko, M. Mochizuki, Y. Saito, T. Nguyen, **New composite wick heat pipe for cooling personal computers**. *13th Int. Heat Pipe Conference*, Shanghai, China (2004) 466-470
- [6] M. Mochizuki, T. Nguyen, K. mashiko, Y. Saito, T. Nguyen, V. Wuttijumnong, W. Xiaoping, **Practical application of heat pipe and vapor chamber for cooling high performance personal computer**. *13th Int. Heat Pipe Conference*, Shanghai, China (2004) 448-454
- [7] S. Launay, **Performances thermiques de microcaloducs usinés dans du silicium - Modélisation et étude expérimentale**. *Thèse de doctorat*, Insa de Lyon (2002) 187 p.
- [8] G. Pandraud, **Etudes expérimentale et théorique de microcaloducs en technologie silicium**. *Thèse de doctorat*, Insa de Lyon (2004) 167 p.
- [9] A. Faghri, **Heat pipe science and technology**, *Taylor and Francis*, London, 1995
- [10] R. Rullière, **Etudes expérimentale et théorique de diffuseurs thermiques diphasiques : Application au refroidissement de systèmes dissipatifs**. *Thèse de doctorat*, Insa de Lyon (2006) 156 p.
- [11] V. Sartre, **Etude de microcaloducs pour le refroidissement de composants électroniques**. *Habilitation à diriger des recherches*, INSA Lyon (2007) 171 p.
- [12] A. Bricard, S. Chaudourne, **Caloducs**. *Techniques de l'ingénieur*, B 9 545 (1997) 24 p.
- [13] D. Plesch, W. Bier, D. Siedel, K. Schubert, **Miniature heat pipes for heat removal from microelectronic circuits**. *Micromechanical Sensors, Actuators and Systems*, 32 (1991) 303-313
- [14] Y. Cao, M. Gao, **Experiments and analyses of flat miniature heat pipes**. *J. Thermophysics and Heat Transfer*, 11, 2 (1997) 158-164
- [15] R. Hopkins, A. Faghri, D. Khrustalev, **Flat miniature heat pipes with micro capillary grooves**. *J. Heat Transfer*, 121 (1999) 102-109

## Bibliographie

- [16] Y. Avenas, B. Mallet, C. Gillot, A. Bricard, C. Schaeffer, G. Poupon, E. Fournier, **Thermal spreaders for high heat flux power devices**. *7th Thermic Workshop*, Paris, 24-27 Juin (2001) 59-63
- [17] L. Lin, R. Ponnappan, J. Leland, **High performance miniature heat pipe**. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 45 (2002) 3131-3142
- [18] R. Ponnappan, **Novel groove-shaped screen-wick miniature heat pipe**. *J. Thermophysics and Heat Transfer*, 16, 1 (2002) 17-21
- [19] Z. Lichun, M. Tongze, Z. Zhengfang, G. Xinshi, **Experimental investigation on thermal performance of flat miniature heat pipes with axial grooves**. *13th Int. Heat Pipe Conference*, Shanghai, China (2004) 372-377
- [20] Y. Wang, K. Vafai, **An experimental investigation of the thermal performance of an asymmetrical flat plate heat pipe**. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 43 (2000) 2657-2668
- [21] S. Khandekar, M. Groll, V. Luckchoura, W. Findl, J. Zhuang, **Micro heat pipes for stacked 3D microelectronics modules**. *IPACK 03*, Hawai (2003) 7 p.
- [22] S-W. Kang, S-H. Tsai, M-H. Ko, **Metallic micro heat pipe heat spreader fabrication**. *Applied Thermal Engineering*, 24 (2004) 299-309
- [23] C. Perret, Y. Avenas, Ch. Gillot, J. Boussey, Ch. Schaeffer, **Integrated cooling devices in silicon technology**. *Eur. Phy. J. AP*, 18 (2002) 115-123
- [24] Y. Avenas, N. Cezac, C. Gillot, Ch. Schaeffer, A. Bricard, G. Poupon, E. Fournier, **Etude et réalisation d'un caloduc plat à rainures en silicium utilisé comme répartiteur de chaleur pour le refroidissement de composants électroniques**. *Congrès Français de thermique SFT*, Vittel, 3-6 Juin (2002) 733-738
- [25] A. Lai, C. Gillot, G. Poupon, Y. Avenas, C. Schaeffer, E. Fournier, **Conception et réalisation d'un caloduc plat à rainures en silicium**. *Congrès Français de Thermique, SFT*, Grenoble, 3-6 Juin (2003) 907-912
- [26] C. Gillot, A. Lai, M. Ivanova, Y. Avenas, C. Schaeffer, E. Fournier, **Experimental study of a flat silicon heat pipe with microcapillary grooves**. *ITHERM'2004*, Las Vegas, 1-4 juin (2004) vol. 2, 47-51
- [27] D. S. Shen, R. T. Mitchell, D. Dobranich, D. R. Adkins, M. R. Tuck, **Micro heat spreader enhanced heat transfer in MCMs**. *IEEE MCMC'95 Conf.*, Santa Cruz (1995) 189-194
- [28] D. A. Benson, R. T. Mitchell, M. R. Tuck, D. W. Palmer, G. P. Peterson, **Ultrahigh-capacity micromachined heat spreaders**. *Microscale Thermophysical Engineering*, 2 (1998) 21-30
- [29] B. Gromoll, **Micro cooling systems for high density packaging**. *Rev. Gén. Therm.*, 37 (1998) 781-787
- [30] Y. Avenas, M. Ivanova, C. Schaeffer, R. Perret, J-L. Sanchez, **Etude et réalisation de caloducs à réseau capillaire à picots carrés pour le refroidissement en électronique**. *Congrès Français de Thermique, SFT*, Grenoble, 3-6 Juin (2003) 913-918

- [31] S-W. Kang, S-H. Tsai, H-C.. Chen, **Fabrication and test of radial grooved micro heat pipes.** *Applied Thermal Engineering*, 22 (2002) 1559-1568
- [32] M. Ivanova, A. Lai, C. Gillot, N. Sillon, C. Shaeffer, F. Lefèvre, M. Lallemand, E. Fournier, **Design, fabrication and test of silicon heat pipes with radial microcapillary grooves.** *ITHERM'2006*, San Diego, 30 mai - 2 Juin (2006)
- [33] Y. Wang, G. P. Peterson, **Investigation of a novel flat heat pipe.** *J. Heat Transfer*, 127 (2005) 165-170
- [34] X. Tang, E. Hammel, W. Findl, T. Schmitt, D. Thumfart, M. Groll, M. Schneider, S. Khandekar, **Study of AlSiC metal matrix composite based flat thin heat pipe.** *13th Int. Heat Pipe Conference*, Shanghai, China (2004) 441-447
- [35] K. V. Paiva, **Experimental study of a wire mini heat pipe for microgravity test.** *13th Int. Heat Pipe Conference*, Shanghai, China (2004) 366-371
- [36] M. Katsuta, T. Shindo, K. Saito, J. Sotani, Y. Kimura, Y. Nakamura, **Heat transfer steady and transient characteristics in flat plate micro heat pipe.** *13th Int. Heat Pipe Conference*, Shanghai, China (2004) 360-365
- [37] R. Boukhanouf, A. Haddad, M. T. North, C. Buffone, **Experimental investigation of a flat plate heat pipe performance using IR thermal imaging camera.** *Applied Thermal Engineering*, 26 (2006) 2148-2156
- [38] R. Jacolot, C. Romestant, V. Ayel, Y. Bertin, J. Hugon, **Visualisation et analyse expérimentale du comportement du fluide dans un caloduc rainuré.** *Congrès Français de Thermique SFT*, Iles des ambiez, 29 mai - 1 Juin (2007) 143-148
- [39] J. P. Longtin, B. Badran, F. M. Gerner, **A one-dimensional model of a micro heat pipe during steady-state operation.** *J. Heat Transfer*, 116 (1994) 709-715
- [40] B. R. Babin, G. P. Peterson, D. Wu, **Steady-state modeling and testing of a micro heat pipe.** *J. Heat Transfer*, 112 (1990) 595-601
- [41] G. E. Schneider, R. Devos, **Non-dimensional analysis for the heat transport capability of axially grooved heat pipes including liquid/vapor interaction.** *American Institute of Aeronautics and Astronautics, 18th Aerospace Sciences Meeting*, No. 80-0214 (1980)
- [42] D. Khrustalev, A. Faghri, **Thermal characteristics of conventional and flat miniature axially grooved heat pipes.** *J. Heat Transfer*, 117 (1995) 1048-1054
- [43] B. Suman, **A steady state model and maximum heat transport capacity of an electrohydrodynamically augmented micro-grooved heat pipe.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 49 (2006) 3957-3967
- [44] F. Lefèvre, R. Revellin, M. Lallemand, **Theoretical analysis of two-phase heat spreaders with different cross-section micro grooves.** *7th IHPS*, Jeju, Korea, (2003) 97-102
- [45] R. Rullière, F. Lefèvre, M. Lallemand, **Prediction of the maximum heat transfer capability of two-phase heat spreaders - Experimental validation.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 50 (2007) 1255-1262

## Bibliographie

- [46] V. P. Carrey, **Liquid-vapour phase change phenomena : an introduction to the thermophysics of vaporization and condensation process in heat transfer equipment.** *Bristol, by Taylor & Francis*, (1992) 645 p.
- [47] J. G. Collier, J. R. Thome, **Convective boiling and condensation.** *Oxford University Press*, Oxford, UK, 3rd edition (1996) 591 p.
- [48] B. Suman, S. De, S. DasGupta, **Transient modeling of micro-grooved heat pipe.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 48 (2005) 1633-1646
- [49] B. Suman, P. Kumar, **An analytical model for fluid flow and heat transfer in a micro-heat pipe of polygonal shape.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 48 (2005) 4498-4509
- [50] S. Launay, V. Sartre, M. B. H. Mantelli, K. V. de Paiva, M. Lallemand, **Investigation of a wire plate micro heat pipe array.** *Int. J. Therm. Sci.*, 43 (2003) 499-507
- [51] Y. X. Wang, G. P. Peterson, **Analysis of wire-bonded micro heat pipe arrays.** *J. Thermophysics Heat Transfer*, 16, 3 (2002) 346-355
- [52] W. Hufschmidt, E. Burck, G. di Cola, H. Hoffman, **Der Einfluss der Scherwirkung des dampfstromes auf den laminaren flüssigkeitsstrom in kapillaren von wärmerohren.** *Wärme - und Stoffübertragung*, 2 (1969) 222-239
- [53] H. B. Ma, G. P. Peterson, X. J. Lu, **The influence of vapor-liquid interactions on the liquid pressure drop in triangular microgrooves.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 37, 15 (1994) 2211-2219
- [54] G. P. Peterson, H. B. Ma, **Analysis of countercurrent liquid-vapor onteractions and the effect on the liquid friction factor.** *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 12 (1996) 13-24
- [55] D. Khrustalev, A. Faghri, **Coupled liquid and vapor flow in miniature passages with micro grooves.** *J. Heat Transfer*, 121 (1999) 729-733
- [56] S. C. Thomas, R. C. Lykins, K. L. Yerkes, **Fully developed laminar flow in trapezoidal grooves with shear stress at the liquid-vapor interface.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 44 (2000) 3397-3412
- [57] J-S. Suh, R. Greif, C. P. Grigoropoulos, **Friction in micro-channel flows of a liquid and vapor in trapezoidal and sinusoidal grooves.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 44 (2001) 3103-3109
- [58] J-S. Suh, Y. S. Park, **Analysis of thermal performance in a micro flat heat pipe with axially trapezoidal groove.** *Tamkang Journal of Science and Engineering*, 6-4 (2003) 201-206
- [59] S. W. Tchikanda, R. H. Nilson, S. K. Griffiths, **Modeling of pressure and shear-driven flows in open rectangular microchannels.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 47 (2004) 527-538
- [60] Z. Ming, L. Zhongliang, M. Guoyuan, **The experimental and numerical investigation of a grooved vapor chamber.** *Applied Thermal Engineering*, 29 (2009) 422-430
- [61] V. Sartre, M. C. Zaghoudi, M. Lallemand, **Effect of interfacial phenomena on evaporative heat tranfer in micro heat pipes.** *Int. J. Therm. Sci.*, 39 (2000) 498-504
- [62] F. Blangetti, M. K. Naushahi, **Influence of mass transfer on the momentum transfer in**

- condensation and evaporation phenomena.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 23 (1980) 1694-16-95
- [63] K. Vafai, N. Zhu, W. Wang, **Analysis of asymmetric disk-shaped and flat-plate heat pipe.** *J. Heat Transfer*, 117 (1995) 209-218
- [64] N. Zhu, K. Vafai, **The effects of liquid-vapor coupling and non-Darcian transport on asymmetrical disk-shaped heat pipes.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 39-10 (1996) 2095-2113
- [65] N. Zhu, K. Vafai, **Numerical and analytical investigation of vapor flow in a disk-shaped heat pipe incorporating secondary flow.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 40, 12 (1997) 2887-2900
- [66] N. Zhu, K. Vafai, **Vapor and liquid flow in a asymmetrical flat plate heat pipe : a three dimensional analytical and numerical investigation.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 41, 1 (1998) 159-174
- [67] Z. J. Zuo, M. T. North, **Improved heat pipe performance using graded wick structures.** *11th IHPC*, Musachinoshi-Tokyo, 2 (1999) 80-84
- [68] F. Lefèvre, M. Lallemand, **Coupled thermal and hydrodynamic models of flat micro heat pipes for the cooling of multiple electronic components.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 49 (2006) 1375-1383
- [69] X. Y. Huang, C. Y. Liu, **The pressure and velocity fields in the wick structure of a localized heated heat flat plate heat pipe.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 39, 6 (1996) 1325-1330
- [70] W. Qin, C. Y. Liu, **Liquid flow in the anisotropic wick structure of a flat plate heat pipe under block-heating condition.** *Applied Thermal Engineering*, 17, 4 (1997) 339-349
- [71] A. K. Mallik, G. P. Peterson, **Steady-state investigation of vapor deposited micro heat pipe arrays.** *J. Electronic Packaging*, 117 (1995) 75-81
- [72] B. Xiao, A. Faghri, **A three dimensional thermal-fluid analysis of flat heat pipes.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 51 (2008) 3113-3126
- [73] M. Lallemand, F. Lefèvre, **Micro/mini heat pipes for the cooling of electronic devices.** *13th Int. Heat Pipe Conference*, Shanghai, China, (2004) 12-22
- [74] T. Q. Feng, J. L. Xu, **An analytical solution of thermal resistance of cubic heat spreaders for electronic cooling.** *Appl. Therm. Eng.*, 24 (2004) 323-337
- [75] R. Revellin, R. Rullière, F. Lefèvre, J. Bonjour, **Experimental validation of an analytical model for predicting the thermal and hydrodynamic capabilities of flat micro heat pipes.** *Appl. Therm. Eng.*, 29 (2009) 1114-1122
- [76] P.C. Wayner, **A constant heat flux model of the evaporative interline region.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 21-3 (1978) 362-364
- [77] P.C. Stephan, C.A. Büsse, **Analysis of the heat transfer coefficient of grooved heat pipe evaporators walls.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 35-2 (1992) 383-391
- [78] F. Lefèvre, R. Rullière, G. Pandraud, M. Lallemand, **Prediction of the temperature field in flat plate heat pipes with micro-grooves – Experimental validation.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 51



## Bibliographie

(2008) 4083–4094

[79] S. J. Kim, J. K. Seo, K. H. Do, **Analytical and experimental investigation on the operational characteristics and the thermal optimization of a miniature heat pipe with a grooved wick structure.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 46 (2002) 2051-2063

[80] V. Nikolayev, **Dynamique de systèmes physiques aux transitions de phase et interfaces libres.** *Habilitation à Diriger des Recherches*, Université Pierre et Marie Curie Paris VI (2005) 272 p.

[81] V. S. Nikolayev, **Dynamics of the triple contact line on the non-isothermal heater.** *J. Fluid Mech.*, soumis : arXiv:0709.4631v2 (2008)

[82] H. Wang, S. V. Garimella, J. Y. Murthy, **Characteristics of an evaporating thin film in a microchannel.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 50 (2007) 3933-3942

[83] K. H. Do, S. J. Kim, S. V. Garimella, **A mathematical model for analysing the thermal characteristics of a flat micro heat pipe with a grooved wick.** *Int. J. Heat Mass transfer*, 51 (2008) 4637-4650

[84] R. Bertossi, Z. Lataoui, V. Ayel, C. Romestant, Y. Bertin, **Modeling of Thin Liquid Film in Grooved Heat Pipes.** *Numerical Heat Transfer, Part A*, 55 (2009) 1075–1095

[85] D. Krustalev, A. Faghri, **Thermal analysis of a micro heat pipe.** *J. Heat Transfer*, 116 (1994) 189-198

[86] G. T. Colwell, **Modeling of transient heat pipe operation.** *NASA GRANT NAG-1-392*, Rapport final (1989) 214 p.

[87] N. Zhu, K. Vafai, **Analytical modeling of the startup characteristics of asymmetrical flat-plate and disk-shaped heat pipes.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 41, 17 (1998) 2619-2637

[88] Y. Wang, K. Vafai, **Transient characterization of flat plate heat pipes during startup and shutdown operations.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 43 (2000) 2641-2655

[89] Y. Xuan, Y. Hong, Q. Li, **Investigation on transient behaviors of flat plate heat pipes.** *Experimental Thermal and Fluid Science*, 28 (2004) 249-255

[90] U. Vadakkan, S. V. Garimella, J. Y. Murthy, **Transport in flat heat pipes at high heat fluxes from multiple discrete sources.** *J. Heat Transfer*, 126 (2004) 347-354

[91] S. Murer, P. Lybaert, L. Gleton, A. Strubois, **Experimental and numerical analysis of the transient response of a miniature heat pipe.** *Applied Thermal Engineering*, 25 (2005) 2566-2577

[92] J. Legierski, B. Wiecek, G. de Mey, **Measurements and simulations of transient characteristics of heat pipes.** *Microelectronics Reliability*, 46 (2006) 109-115

[93] G. Carbajal, C. B. Sobhan, G. P. Peterson, **Numerical study of heat pipe heat spreaders with large periodic heat input.** *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 20, 4 (2006) 835-841

[94] Y-S. Chen, K-H. Chien, C-C. Wang, T-C Hung, B-S. Pei, **A simplified transient three-dimensional model for estimating the thermal performance of the vapor chambers.** *Applied thermal Engineering*, 26 (2006) 2087-2094

- [95] G. Carbajal, C. B. Sobhan, G. P. Peterson, D. T. Queheillalt, H. N. G. Wadley, **Thermal response of a flat heat pipe sandwich structure to a localized heat flux.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 49 (2006) 4070-4081
- [96] G. Carbajal, C. B. Sobhan, G. P. Peterson, D. T. Quleillalt, H. N. G. Wadley, **a quasi-3D analysis of the thermal performance of a flat heat pipe.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 50, 21-22 (2007) 4286-4296
- [97] J. Rice, A. Faghri, **Analysis of screen wick heat pipes, including capillary dry-out limitations.** *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 21, 3 (2007) 475-486
- [98] R. Sonan, S. Harmand, J. Pellé, D. Leger, M. Fakes, **Transient thermal and hydrodynamic model of flat heat pipe for the cooling of electronics components.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 51, 25-26 (2008) 6006-6017
- [99] Y. Xiao, F. Yang, R. Pitchumani, **A generalized analysis of capillary flows in channels.** *J. Colloid Interface Sci.*, 298 (2006) 880-888
- [100] R. Marek, J. Straub, **Analysis of the evaporation coefficient and the condensation coefficient of water.** *Int. J. Heat Mass Transfer*, 44 (2001) 39-53
- [101] C. B. Tiriça, F. J. do Nascimento, G. Ribatski, **Film thickness measurement techniques applied to micro-scale two-phase flow systems.** *Experimental Thermal and Fluid Science*, doi: 10.1016/j.expthermflusci.2009.03.009 (2009)
- [102] O. C. Jones, J. M. Delhaye, **Transient and statistical measurement techniques for two-phase flow: a criterial review.** *International Journal of Multiphase Flow*, 3 (1976) 89-116
- [103] G. F. Hewitt, P. B. Whalley, **Advanced optical instrumentation methods.** *International Journal of Multiphase Flow*, 6 (1980) 139-156
- [104] C. W. Snoek, **A selection of new developments in muliphase flow measurement techniques.** *Experimental Thermal and Fluid Science*, 3 (1990) 60-73
- [105] P. Desevaux, D. Homescu, P. K. Panday, J. P. Prenel, **Interface measurement technique for liquid film flowing inside small grooves by laser induced fluorescence.** *Applied thermal Engineering*, 22 (2002) 521-534
- [106] D. W. Zhou, T. Gambaryan-Roisman, R. Stephan, **Measurement of water falling film thickness to flat plate using confocal chromatic sensing technique.** *Experimental thermal and fluid Science*, 33 (2009) 273-283
- [107] V. V. LeI, F. Al-Sibai, A. Leefken, U. Renz, **Local thickness and wave velocity measurement of wavy films with chromatic confocal imaging method and a fluorescence intensity technique.** *Experiments in fluids*, 39 (2005) 856-864
- [108] J. V. Beck, K.J. Arnold, **Parameter estimation in engineering and science.** *Wiley and sons*, New York (1977)
- [109] F. Lefèvre, **Résolution de problèmes inverses : estimation de sources de chaleur non uniformément réparties.** *Thèse de doctorat*, Université de Provence (Aix-Marseille I) (2001)

Bibliographie

- [110] S. Lips, F. Lefèvre, R. Rullière, J. Bonjour, **Apport de la microscopie confocale à l'étude de diffuseurs thermiques diphasiques**. *Congrès Français de Thermique SFT 2009*, Vannes, 26-29 mai (2009) 339-344
- [111] S. Lips, F. Lefevre, J. Bonjour, **Nucleate boiling in a flat grooved heat pipe**. *International Journal of thermal Sciences*, 48 (2009) 1272-1278
- [112] S. Lips, F. Lefèvre, J. Bonjour, **Thermal and hydrodynamic study of a flat plate heat pipe, Experimental Heat Transfer**. *Fluid Mechanics and Thermodynamics ExHFT-7*, Cracovie, Pologne, 28 juin - 03 juillet (2009)
- [113] S-W. Chen, J-C. Hsieh, C-T. Chou, H-H. Lin, S-C. Shen, M-J. Tsai, **Experimental investigation and visualization on capillary and boiling limits of micro-grooves made by different processes**. *Sensors and Actuators*, A 139 (2007) 78-87
- [114] S-C. Wong, Y-H. Kao, **Visualization and performance measurement of operating mesh-wicked heat pipes**. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 51 (2008) 4249-4259
- [115] S. Lips, F. Lefèvre, J. Bonjour, **Combined effects of the filling ratio and the vapour space thickness on the performance of a flat plate heat pipe**. *Int. J. Heat Mass Transfer*, en révision (2009)
- [116] F. Lefevre, R. Rullière, S. Lips, J. Bonjour, **Confocal microscopy applied to capillary film measurements in a radial flat plate heat pipe made of silicon**. *J. Heat Transfer*, accepté (2009)
- [117] Taylor J., **Incertitudes et analyse des erreurs dans les mesures physiques**. *Dunod*, (2000)

## Annexe A : Plans des DTD en cuivre

### A.1 DTD à rainures longitudinales

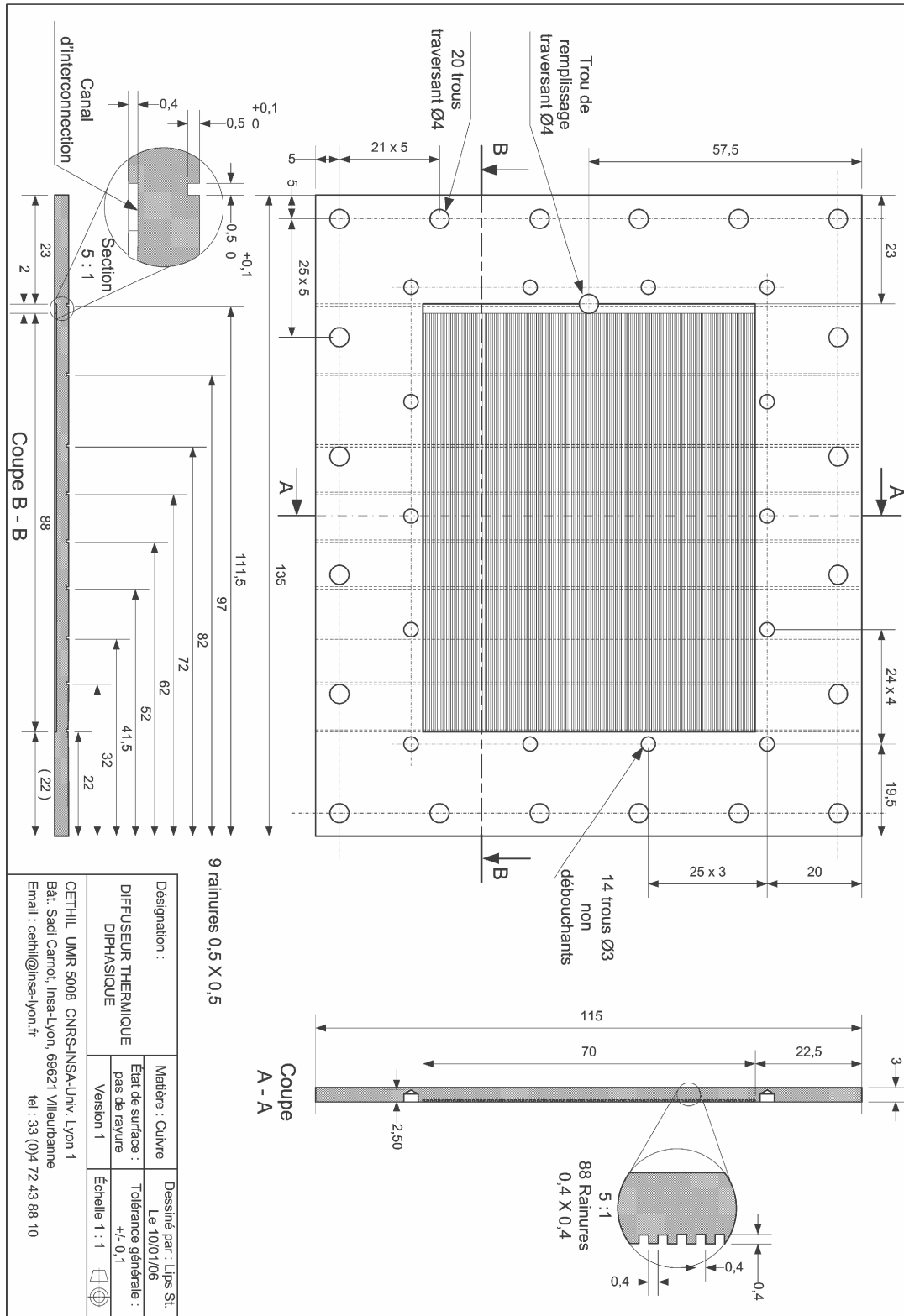


Figure A.1 : Plan du DTD en cuivre à rainures longitudinales

**A.2 DTD à rainures croisées**

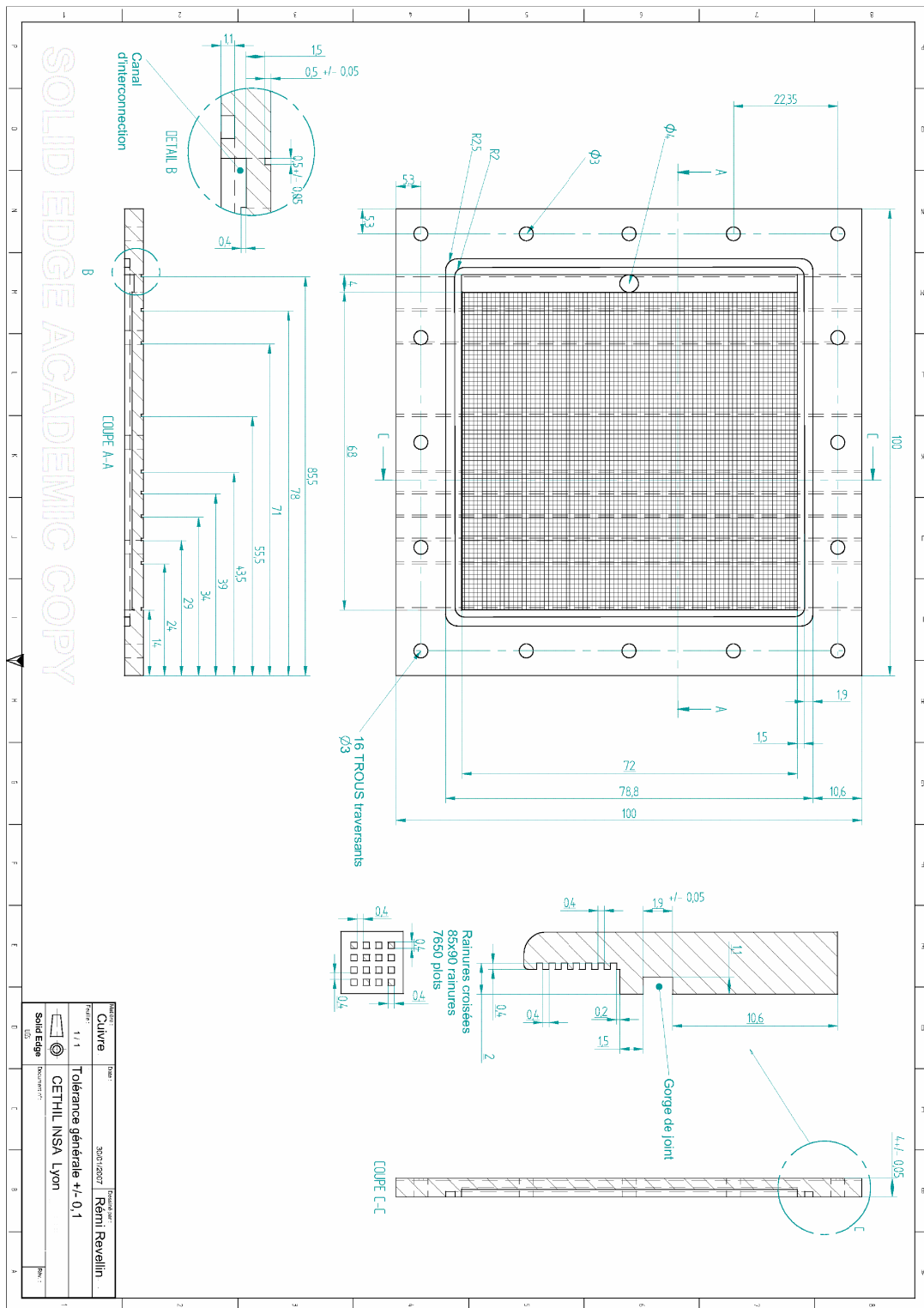


Figure A.2 : Plan du DTD en cuivre à rainures croisées

## Annexe B : Quelques outils statistiques

Les résultats expérimentaux montrent une dispersion des mesures dans les différentes rainures des diffuseurs. Cette dispersion est due à des incertitudes de mesures, mais aussi à des causes physiques. Afin de déterminer les valeurs moyennes des différents paramètres étudiés, ainsi que l'incertitude afférente à ces valeurs, nous utilisons quelques outils statistiques, décrits dans cette annexe.

### B.1 Mesure des rayons de courbure

La première étape d'exploitation des données consiste à déterminer le rayon de courbure de chaque ménisque à partir d'une mesure de profil. Pour ce faire, une méthode des moindres carrés non linéaire, présentée par Beck et Arnold en 1977 [108], est implémentée sous Matlab. Cette méthode consiste à minimiser les écarts quadratiques entre le vecteur des mesures  $Y$  et celui du modèle  $\eta$ .

Dans notre cas, le modèle est l'équation d'un demi-cercle :

$$\eta(\beta) = y_0 - \sqrt{r^2 - (x - x_0)^2} \text{ avec } \beta = (x_0, y_0, r) \quad (\text{B.1})$$

Le problème d'optimisation consiste donc à trouver une estimation  $\tilde{\beta}$  de  $\beta$  qui minimise le critère :

$$J(\beta) = \sum_{i=1}^N (Y_i - \eta_i(\beta))^2 \quad (\text{B.2})$$

Dans cette expression, l'indice  $i$  fait référence au  $i^{\text{ème}}$  point du profil mesuré. Minimiser  $J$  par rapport aux paramètres  $\beta_j$  revient à annuler ses dérivées, soit :

$$\frac{\partial J}{\partial \beta_j} = 0 \Rightarrow \sum_{i=1}^N \frac{\partial \eta_i(\beta)}{\partial \beta_j} (Y_i - \eta_i(\beta)) = 0 \quad (\forall j) \quad (\text{B.3})$$

On introduit le coefficient de sensibilité  $X_{i,j}$  qui correspond à la dérivée du modèle pour la  $i^{\text{ème}}$  mesure par rapport au paramètre  $\beta_j$  :

$$X_{i,j} = \frac{\partial \eta_i(\beta)}{\partial \beta_j} \quad (\text{B.4})$$

On peut ainsi réécrire l'équation B.3 de manière matricielle :

$$X^T (Y - \eta) = 0 \quad (\text{B.5})$$

L'estimation étant non linéaire, la solution peut être obtenue par un processus itératif en développant la fonction au voisinage de la solution. On écrit pour la  $i^{\text{ème}}$  mesure à l'itération  $n+1$  :

Annexe B : Quelques outils statistiques

$$\eta_i(\tilde{\beta}^{n+1}) \approx \eta_i(\tilde{\beta}^n) + \sum_j (\tilde{\beta}_j^{n+1} - \tilde{\beta}_j^n) X_j(i, \beta) \Big|_{\beta=\tilde{\beta}^n} \quad (\text{B.6})$$

Ce qui s'exprime sous la forme matricielle :

$$\eta^{n+1} = \eta^n + X^n (\tilde{\beta}^{n+1} - \tilde{\beta}^n) \quad (\text{B.7})$$

Pour des valeurs  $\beta$  proches de la solution, le système d'équations est vérifié, c'est à dire que :

$$X^{nT} (Y - \eta^{n+1}) = 0 \quad (\text{B.8})$$

Si on remplace  $\eta^{n+1}$  par son développement, on obtient alors une relation de récurrence entre les valeurs des paramètres estimés entre le rang d'indice  $n$  et le rang d'indice  $n + 1$  :

$$\tilde{\beta}^{n+1} = \tilde{\beta}^n + (X^{nT} X^n)^{-1} X^{nT} (Y - \eta^n) \quad (\text{B.9})$$

Cette relation permet donc de calculer la valeur de  $\beta$  par un algorithme itératif.

De plus, Beck et Arnold [108] montrent qu'il est possible d'obtenir une approximation de la matrice des variances-covariances des paramètres :

$$V(\tilde{\beta}) = \sigma^2 (X^T X)^{-1} \quad (\text{B.10})$$

où  $\sigma$  est l'écart-type du bruit de mesure. Dans notre cas, cette valeur est inconnue et nous devons utiliser l'estimation de cet écart-type à partir des résultats expérimentaux :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N-3} \sum_{i=1}^N (Y_i - \eta_i(\beta))^2} \quad (\text{B.11})$$

Le dénominateur en  $N-3$  est justifié par le fait que le modèle dépend de trois paramètres.

Les termes diagonaux de la matrice des variances-covariances sont les variances de chaque paramètre. On obtient donc une estimation de l'écart-type  $\sigma_{\beta_i}$  de nos paramètres en prenant la racine de ces termes.

L'incertitude associée à cet écart-type est donnée par la relation B.12 : La probabilité que  $\beta_i$  soit compris entre  $\tilde{\beta}_i - t_{N,\alpha} \sigma_{\beta_i}$  et  $\tilde{\beta}_i + t_{N,\alpha} \sigma_{\beta_i}$  est de  $1 - \alpha$  où  $\alpha$  est le risque considéré.

$$P[\tilde{\beta}_i - t_{N,\alpha} \sigma_{\beta_i} < \beta_i < \tilde{\beta}_i + t_{N,\alpha} \sigma_{\beta_i}] = 1 - \alpha \quad (\text{B.12})$$

$t_{N,\alpha}$  est le coefficient de Student à  $N$  degrés de liberté, associé au risque  $\alpha$ . Dans l'ensemble de cette thèse, nous avons considéré un risque de 5 % pour le calcul des incertitudes.

Dans la suite de cette section, nous ne définirons plus que les écarts-types associés aux incertitudes, la détermination des incertitudes étant effectuée avec des équations similaires à l'équation B.12.

## **B.2 Tracé du profil de rayon de courbure le long du DTD**

Une certaine dispersion des résultats expérimentaux étant observée, il est intéressant de déterminer pour chaque position le long de l'axe  $x$  du diffuseur, la valeur moyenne des rayons de courbure sur plusieurs rainures. L'ensemble des formules présentées dans cette section est issu de [117].

En considérant que l'incertitude de mesure du rayon de courbure est identique pour l'ensemble des rainures, l'estimation de la moyenne est égale à :

$$\bar{r} = \frac{\sum r_i}{N} \quad (\text{B.13})$$

L'incertitude associée à chaque mesure de rayon de courbure étant en réalité différente d'une mesure sur l'autre, il est intéressant d'effectuer une moyenne pondérée des différentes valeurs de rayons de courbure dans chaque rainure. On obtient alors :

$$\bar{r} = \frac{\sum w_i r_i}{\sum w_i} \text{ avec } w_i = \frac{1}{\sigma_{r,i}^2} \quad (\text{B.14})$$

L'écart-type associé à la détermination de la moyenne pondérée est alors égal à :

$$\sigma_{\bar{r}} = \frac{1}{\sqrt{\sum \frac{1}{\sigma_{r,i}^2}}} \quad (\text{B.15})$$

$\sigma_{\bar{r}}$  est l'écart-type associé à l'incertitude sur la moyenne des rayons de courbure.

$\sigma_{R,i}$  est l'écart-type associé à l'incertitude sur la valeur de chaque rayon de courbure.

Or il s'avère dans notre cas que la dispersion des rayons de courbure dans chaque rainure est supérieure à la dispersion due aux incertitudes de mesures (voir paragraphe 80). Nous devons donc estimer un écart-type moyen, représentatif de la dispersion des résultats observés et identique pour chaque mesure de rayon de courbure. Il est possible d'estimer ce paramètre en analysant la répartition des valeurs autour de la moyenne :

$$\sigma_r^2 = \frac{\sum (r_i - \bar{r})^2}{N - 1} \quad (\text{B.16})$$

On a alors :

$$\sigma_{\bar{r}} = \frac{\sigma_r}{\sqrt{N}} \quad (\text{B.17})$$



### B.3 Détermination des pertes de charge moyennes

La mesure du rayon de courbure permet de déterminer les pressions capillaires, et donc, *in fine*, les pertes de charge qui ont lieu au sein du diffuseur. En assimilant l'évolution de la pression capillaire à une droite sur une zone du diffuseur, la perte de charge moyenne dans cette zone est donc égale à la pente de cette droite.

La détermination de la pente moyenne de cette droite, et de son incertitude nécessite la détermination de la pente de la droite et de son incertitude pour chaque rainure. Une moyenne pondérée est ensuite effectuée pour déterminer la perte de charge moyenne dans le diffuseur.

Selon [117], l'estimation de la pente moyenne  $\overline{dP_{cap}/dx}$  est définie par :

$$\overline{dP_{cap}/dx} = \frac{\sum w_i \sum w_i x_i P_{cap,i} - \sum w_i x_i \sum w_i P_{cap,i}}{\Delta} \quad \text{avec } w_i = \frac{1}{\sigma_{P_{cap,i}}^2} \quad (\text{B.18})$$

avec :

$$\Delta = \sum w_i \sum w_i x_i^2 - \left( \sum w_i x_i \right)^2 \quad (\text{B.19})$$

L'écart-type relatif à l'incertitude de la pente moyenne est théoriquement égal à :

$$\sigma_{\overline{dP_{cap}/dx}} = \sqrt{\frac{\sum \frac{1}{\sigma_{P_{cap,i}}^2}}{\Delta}} \quad (\text{B.20})$$

Cependant, comme dans la section précédente, la dispersion des résultats due aux phénomènes physiques est bien supérieure à celle induite par l'incertitude de mesure. Les écarts-types issus de cette incertitude ne sont donc pas représentatifs et ne sont donc pas utilisables dans cette formule. L'écart-type associé à l'incertitude sur la pente est alors égal à :

$$\sigma_{\overline{dP_{cap}/dx}} = \sigma_{P_{cap}} \sqrt{\frac{N}{\Delta'}} \quad (\text{B.21})$$

avec

$$\Delta' = N \sum x_i^2 - \left( \sum x_i \right)^2 \quad (\text{B.22})$$

où  $\sigma_{P_{cap}}$  est l'écart-type considéré comme identique pour chaque mesure. Il est calculé à partir de l'écart entre les mesures et la régression linéaire effectuée.

Enfin, pour obtenir la perte de charge dans le diffuseur moyennée sur plusieurs mesures, nous effectuons une moyenne des pentes estimées dans chaque rainure, pondérée par leur incertitude relative.



FOLIO ADMINISTRATIF

THESE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON

NOM : LIPS

DATE de SOUTENANCE : 23/11/2009

Prénoms : Stéphane

TITRE : Analyse phénoménologique du fonctionnement de diffuseurs thermiques diphasiques (caloducs plats) par voies expérimentale et numérique

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2009-ISAL-0093

Ecole doctorale : MEGA (Mécanique, Énergétique, Génie Civil, Acoustique)

Spécialité : Thermique et Énergétique

Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis

CLASSE :

RESUME : Le travail présenté dans ce mémoire concerne l'étude phénoménologique de diffuseurs thermiques diphasiques (DTD). Les DTD, aussi appelés caloducs plats, sont des systèmes passifs permettant de transférer une grande quantité de chaleur avec un faible gradient de température grâce au transfert avec changement de phase et aux phénomènes de capillarité. Deux DTD en cuivre, dont les structures capillaires sont composées soit de rainures longitudinales, soit de rainures croisées, ont été étudiés. Les DTD sont hermétiquement fermés avec une plaque transparente permettant la visualisation des phénomènes à l'intérieur du système. Le profil de température sur la paroi est mesuré à l'aide de thermistances tandis que la forme de l'interface liquide-vapeur dans la structure capillaire est caractérisée grâce à un microscope confocal. Des observations par caméra rapide ont permis de montrer que l'ébullition nucléée apparaît à l'évaporateur pour des flux thermiques supérieurs à  $3 \text{ W.cm}^{-2}$ . L'ébullition améliore les échanges thermiques et n'empêche pas le fonctionnement du système, contrairement à ce qui est annoncé dans la littérature. L'influence de la charge en liquide et de l'épaisseur de l'espace vapeur sur la limite capillaire du système a été étudiée expérimentalement et théoriquement dans le cas du DTD à rainures longitudinales. Une méthode expérimentale originale a été mise en œuvre pour déterminer la courbure de l'interface liquide-vapeur dans la structure capillaire à rainures croisées. Les résultats issus des études expérimentales des deux DTD ont été comparés à ceux issus de modèles numériques thermique et hydrodynamique précédemment développés au laboratoire.

MOTS-CLES : diffuseur thermique diphasique - caloduc plat - transfert avec changement de phase - courbure des ménisques - capillarité - microscope confocal

Laboratoire (s) de recherche : Centre de thermique de Lyon (CETHIL) – UMR CNRS 5008

Directeur de thèse: Jocelyn BONJOUR – Frédéric LEFEVRE

Président de jury : Marc PRAT

Composition du jury : Yves BERTIN - Jocelyn BONJOUR - Frédéric LEFEVRE - Marc MISCEVIC - Marc PRAT - Jay OCHTERBECK