



**HAL**  
open science

**Modélisation des transferts de chaleur et de masse dans  
les caloducs. Contribution à l'analyse des phénomènes  
d'interfaces intervenants dans les écoulements  
diphasiques**

Rémi Bertossi

► **To cite this version:**

Rémi Bertossi. Modélisation des transferts de chaleur et de masse dans les caloducs. Contribution à l'analyse des phénomènes d'interfaces intervenants dans les écoulements diphasiques. Sciences de l'ingénieur [physics]. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2009. Français. NNT: . tel-00452630

**HAL Id: tel-00452630**

**<https://theses.hal.science/tel-00452630v1>**

Submitted on 2 Feb 2010

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

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

# THESE

pour l'obtention du Grade de

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

(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

*Ecole Doctorale* : Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et Aéronautique.  
*Secteur de Recherche* : Energie, Thermique, Combustion

Présentée par :

**Rémi BERTOSSI**

\*\*\*\*\*

**MODELISATION DES TRANSFERTS DE CHALEUR ET DE MASSE  
DANS LES CALODUCS**

**CONTRIBUTION A L'ANALYSE DES PHENOMENES D'INTERFACES INTERVENANT  
DANS LES ECOULEMENTS DIPHASIQUES**

\*\*\*\*\*

Directeurs de thèse :

**Yves BERTIN & Vincent AYEL**

\*\*\*\*\*

Soutenue le 9 décembre 2009

\*\*\*\*\*

**- JURY -**

Pierre COLINET	Directeur de Recherche à l'Université libre de Bruxelles	Rapporteur
Marc PRAT	Directeur de Recherche CNRS à l'IMF Toulouse	Rapporteur
Denis LEMONNIER	Directeur de Recherche CNRS à l'ENSMA de Poitiers	Examinateur
Olivier LEBAGUE	Ingénieur de Recherche HDR au CEA de Grenoble	Examinateur
Yves BERTIN	Maître de conférence HDR à l'ENSMA de Poitiers	Directeur de Thèse
Vincent AYEL	Maître de conférence à l'ENSMA de Poitiers	Co-directeur de Thèse



# THESE

pour l'obtention du Grade de

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

(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

*Ecole Doctorale* : Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et Aéronautique.  
*Secteur de Recherche* : Energie, Thermique, Combustion

Présentée par :

**Rémi BERTOSSI**

\*\*\*\*\*

**MODELISATION DES TRANSFERTS DE CHALEUR ET DE MASSE  
DANS LES CALODUCS**

**CONTRIBUTION A L'ANALYSE DES PHENOMENES D'INTERFACES INTERVENANT  
DANS LES ECOULEMENTS DIPHASIQUES**

\*\*\*\*\*

Directeurs de thèse :

**Yves BERTIN & Vincent AYEL**

\*\*\*\*\*

Soutenue le 9 décembre 2009

\*\*\*\*\*

**- JURY -**

Pierre COLINET	Directeur de Recherche à l'Université libre de Bruxelles	Rapporteur
Marc PRAT	Directeur de Recherche CNRS à l'IMF Toulouse	Rapporteur
Denis LEMONNIER	Directeur de Recherche CNRS à l'ENSMA de Poitiers	Examineur
Olivier LEBAIGUE	Ingénieur de Recherche HDR au CEA de Grenoble	Examineur
Yves BERTIN	Maître de conférence HDR à l'ENSMA de Poitiers	Directeur de Thèse
Vincent AYEL	Maître de conférence à l'ENSMA de Poitiers	Co-directeur de Thèse





# Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier chaleureusement M. Marc Prat et M. Pierre Colinet d'avoir accepté d'être rapporteurs de ce mémoire.

Je souhaite aussi remercier mon directeur de thèse, M. Yves Bertin et mon co-directeur de thèse, M. Vincent Ayel, qui m'ont apporté leur précieuse aide et leurs connaissances tout au long de ces trois ans. A ces remerciements, s'ajoutent bien évidemment ceux destinés à M. Cyril Romestant qui, par ses conseils toujours avisés, m'a permis d'avancer plus rapidement et plus efficacement dans mon travail.

Je remercie aussi vivement M. Zied Lataoui et M. Manuel Girault qui m'ont été d'une grande aide dans les travaux menés respectivement dans les chapitres 3 et 4 de ce mémoire.

Merci à M. Jacques Nérault qui s'est accommodé de mes lacunes en informatique et m'a aidé en ce qui concerne l'installation et l'utilisation de Trio\_U. J'en profite aussi pour remercier le personnel du CEA Grenoble, notamment M. Olivier Lebaigue et M. Benoît Mathieu, pour l'aide qu'ils m'ont apportée dans la résolution des problèmes que j'ai rencontrés lors de l'utilisation de leur logiciel.

En ce qui concerne la vie dans le laboratoire, je remercie tout d'abord mes collègues de bureau, Laurent et Nicolas qui on dû me supporter pendant tout ce temps et notamment pendant les derniers six mois où le stress montait un peu plus chaque jour. Je les remercie aussi pour la bonne ambiance au sein du bureau. Je joins à ces remerciements, Daniel, compagnon de « galère » de rédaction, Yassine, lui aussi fidèle au poste pendant ces trois ans ainsi que Manu, le nouveau « chef » des thésards. Je n'oublie pas Clémence qui, même si elle est expatriée loin de nous, fait partie de la « thésards-team ». Je pense aussi au second bureau « diphasique » dont la relève a été bien assurée par Nicolas après le départ de nos aînés David, Ahlem et Ronan. Enfin, merci aux thésards qui sont déjà partis, Antoine et Damian, qui ont contribué à la bonne ambiance au sein du laboratoire, notamment grâce aux parties acharnées de tarot et de foot.

Plus généralement, je tiens à remercier l'ensemble du personnel du laboratoire au sein duquel il est très agréable de travailler.

Je ne saurais terminer ces remerciements sans saluer ma famille et mes amis qui m'ont apporté leur soutien durant ces trois ans et qui ont toujours été là pour moi.



# Table des matières

<b>I</b>	<b>Présentation des caloducs et phénomènes physiques mis en jeu</b>	<b>21</b>
<b>1</b>	<b>Présentation générale des caloducs</b>	<b>23</b>
1.1	Quelques principes généraux concernant les caloducs . . . . .	24
1.2	Le caloduc à rainures axiales . . . . .	28
1.2.1	Contexte/Historique . . . . .	28
1.2.2	Principe de fonctionnement de la structure capillaire . . . . .	29
1.2.2.1	Généralités sur le pompage capillaire . . . . .	29
1.2.2.2	Le pompage capillaire dans les caloducs à rainures . . . . .	31
1.2.3	Les écoulements fluides . . . . .	35
1.2.3.1	Pertes de pression dans la phase vapeur . . . . .	35
1.2.3.2	Pertes de pression dans le liquide . . . . .	35
1.2.3.3	Evolution des pressions dans le caloduc . . . . .	35
1.3	Le caloduc tournant . . . . .	36
1.3.1	Contexte/Historique . . . . .	36
1.3.2	Principe de fonctionnement du caloduc tournant . . . . .	38
1.4	Limites de fonctionnement des caloducs . . . . .	40
1.4.1	Les différentes limites de fonctionnement . . . . .	42
1.4.1.1	les limites liées à l'écoulement de la vapeur . . . . .	42
1.4.1.2	Les limites liées à l'écoulement liquide . . . . .	42
1.4.2	La limite capillaire (cas particulier des caloducs à rainures axiales) . . . . .	43
1.4.2.1	Pertes de pression dans la vapeur . . . . .	44
1.4.2.2	Pertes de pression dans le liquide . . . . .	46
1.4.3	La limite d'entraînement (cas particulier des caloducs tournants) . . . . .	48
1.5	Conclusion du chapitre 1 . . . . .	49
<b>2</b>	<b>Phénomènes physiques mis en jeu dans les caloducs</b>	<b>51</b>
2.1	Introduction . . . . .	51
2.2	La capillarité . . . . .	51

2.2.1	Définition et mise en évidence de la tension de surface : . . . . .	52
2.2.2	Angle de contact et mouillabilité . . . . .	53
2.2.3	Equilibre d'une membrane liquide - loi de Young-Laplace . . . . .	55
2.2.4	La longueur capillaire . . . . .	58
2.2.5	La capillarité dans la vie quotidienne . . . . .	61
2.3	Equilibre mécanique des films minces : définition de la pression de disjonction	61
2.4	Evaporation/condensation au niveau d'une interface liquide/vapeur . . . . .	64
2.4.1	Phénoménologie de l'évaporation/condensation . . . . .	64
2.4.2	Evaluation du coefficient de changement de phase . . . . .	65
2.5	La thermoconvection . . . . .	69
2.5.1	Convection de Rayleigh-Bénard . . . . .	69
2.5.1.1	Description du phénomène . . . . .	69
2.5.1.2	Nombre de Rayleigh critique $Ra_c$ . . . . .	71
2.5.2	Effet Marangoni . . . . .	71
2.5.2.1	Description du phénomène . . . . .	71
2.5.2.2	Observations dans la vie quotidienne . . . . .	73
2.6	Conclusion du chapitre 2 . . . . .	74

## II Développement des modèles d'évaporation en film mince en contexte caloduc rainuré et application au caloduc tournant 75

<b>3</b>	<b>Modélisation de la micro-région</b>	<b>77</b>
3.1	Généralités . . . . .	77
3.2	Modélisation des transferts dans la micro-région . . . . .	79
3.2.1	La zone de ménisque étendue . . . . .	79
3.2.2	Présentation du modèle . . . . .	81
3.2.2.1	Hypothèses concernant les écoulements de la vapeur et du liquide . . . . .	83
3.2.2.2	Hypothèses concernant les transferts de chaleur . . . . .	84
3.2.2.3	Discussions sur la prise en compte de la thermoconvection dans le modèle . . . . .	86
3.2.2.4	Equations du modèle . . . . .	87
3.2.2.5	Conditions limites . . . . .	91
3.2.2.6	Résolution numérique . . . . .	92
3.2.3	Résultats pour le couple ammoniac/aluminium . . . . .	92
3.2.3.1	Validation du modèle par comparaison avec Stephan et Busse	92

3.2.3.2	Discussion sur la sensibilité du modèle à la constante de dispersion . . . . .	95
3.2.3.3	Etudes paramétriques . . . . .	95
3.2.4	Corrélations permettant de caractériser la micro-région dans un modèle macroscopique . . . . .	103
3.2.5	Comparaison des résultats avec un autre couple fluide/métal . . . . .	107
3.3	Conclusion du chapitre 3 . . . . .	109
<b>4</b>	<b>Modèle pour les caloducs tournants</b>	<b>111</b>
4.1	Introduction . . . . .	111
4.2	Quelques éléments bibliographiques . . . . .	113
4.3	Modélisation . . . . .	117
4.3.1	Hypothèses du modèle . . . . .	117
4.3.1.1	Ecoulement du liquide et de la vapeur . . . . .	117
4.3.1.2	Transfert de chaleur au sein du film de liquide : . . . . .	117
4.3.2	Equations du modèle . . . . .	118
4.3.3	Conditions limites et procédure d'optimisation . . . . .	121
4.4	Quelques justifications concernant la simplification du modèle . . . . .	123
4.4.1	A propos de la prise en compte de la micro-région au niveau de l'accrochage du film de liquide aux extrémités du caloduc . . . . .	123
4.4.2	A propos de l'évaluation des pressions au sein des écoulements internes du caloduc . . . . .	127
4.4.2.1	Variations de pression dans la vapeur : . . . . .	128
4.4.2.2	Variations de pression dans le liquide : . . . . .	131
4.4.2.3	Conclusion : . . . . .	131
4.4.3	A propos de la convection dans le film de liquide . . . . .	131
4.5	Résultats et discussions . . . . .	135
4.5.1	Résultats avec l'eau utilisée comme fluide caloporteur . . . . .	135
4.5.2	Comparaison des performances de l'eau avec d'autres fluides . . . . .	144
4.6	Conclusion du chapitre 4 . . . . .	151
<b>III</b>	<b>Simulations d'écoulements à surface libre simples avec le logiciel TRIO_U</b>	<b>153</b>
<b>5</b>	<b>Simulations d'écoulements à surface libre simples</b>	<b>155</b>
5.1	Objectifs à long terme de l'étude . . . . .	155

5.2	Présentation globale de la méthode mixte de Front-Tracking/VOF . . . . .	157
5.2.1	Discrétisation des équations . . . . .	158
5.2.2	Algorithme de résolution - Déplacement des interfaces . . . . .	159
5.2.2.1	Algorithme de résolution . . . . .	159
5.2.2.2	Déplacement des interfaces . . . . .	160
5.2.2.3	Maillage des interfaces : . . . . .	162
5.2.3	Interpolations des quantités à l'interface . . . . .	162
5.2.3.1	Traitement de la force interfaciale : . . . . .	162
5.2.3.2	Mise à jour des propriétés du fluide : . . . . .	164
5.2.4	Cas particulier du déplacement des lignes de contact . . . . .	164
5.3	Quelques résultats de nos simulations numériques . . . . .	165
5.3.1	Canal 2D . . . . .	166
5.3.2	Tube . . . . .	169
5.3.3	Rainures 3 D . . . . .	174
5.3.3.1	Rainure 3 D - "1 angle" . . . . .	174
5.3.3.2	Rainure 3 D - "2 angles" . . . . .	178
5.4	Conclusion du chapitre 5 et perspectives : . . . . .	180
<b>A</b>	<b>Approximation de lubrification</b>	<b>195</b>
<b>B</b>	<b>Méthode de Runge-Kutta d'ordre 4</b>	<b>199</b>
B.1	Méthode de Runge-Kutta d'ordre 2 . . . . .	199
B.2	La méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 . . . . .	201
<b>C</b>	<b>Algorithme de résolution de la micro-région</b>	<b>203</b>
<b>D</b>	<b>Etude paramétrique sur <math>\varepsilon_2</math></b>	<b>207</b>
<b>E</b>	<b>Optimisation par Essaim de Particules</b>	<b>209</b>

# Table des figures

1	Schéma général du problème thermo-hydraulique étudié notamment dans les chapitres 3 et 4 . . . . .	18
1.1	Schéma de principe d'un caloduc . . . . .	25
1.2	(a) Photographie de micro-caloduc réalisé par le laboratoire ITOH R&D (Japon); (b) section du micro caloduc . . . . .	26
1.3	Schéma d'une structure poreuse . . . . .	30
1.4	(a) Différentes sortes de caloducs rainurés fabriqués par EHP- (b) Profilés de caloducs Thalès Alenia Space . . . . .	32
1.5	Principales géométries des rainures de caloducs rainurés : (a) rainure triangulaire - (b) rainure rectangulaire - (c) rainure circulaire ou "profil goutte" . . . . .	32
1.6	Section d'un évaporateur de caloduc rainuré - Accrochage du ménisque au sommet des rainures . . . . .	33
1.7	Caloduc à rainures axiales : section longitudinale et transversale . . . . .	34
1.8	Evolutions des pressions liquide et vapeur le long du caloduc . . . . .	36
1.9	Schéma de principe du caloduc tournant cylindrique . . . . .	37
1.10	Evolution typique du film liquide le long d'un caloduc tournant (l'échelle n'est pas respectée) . . . . .	39
1.11	Evolution de l'épaisseur de film de liquide entre le condenseur et l'évaporateur . . .	40
1.12	Les limites de fonctionnement des caloducs . . . . .	41
1.13	Visualisation de l'angle d'accrochage du ménisque à la paroi . . . . .	44
1.14	Evolution du débit de vapeur $\dot{m}_v$ et de la densité de flux $q$ le long du caloduc . . .	45
2.1	Forces d'interaction entre molécules à la surface et au sein d'un liquide . . . . .	52
2.2	Manifestations de la tension superficielle : force normale au déplacement de la ligne (fil, tige) [29] . . . . .	53
2.3	Positionnement de l'angle d'accrochage en fonction de la mouillabilité du fluide . .	54
2.4	Visualisation de la courbure du ménisque pour un couple fluide/paroi donné . . .	55
2.5	Equilibre mécanique d'une interface liquide/vapeur . . . . .	56



2.6	Equilibre de l'interface liquide-vapeur (a) dans le plan défini par $\mathbf{dl}_1$ et la normale à la surface et (b) dans le plan défini par $\mathbf{dl}_2$ et la normale à la surface . . . . .	57
2.7	Zone d'accrochage du ménisque à la paroi [31] . . . . .	58
2.8	Influence des effets capillaires sur l'interface liquide/vapeur selon la longueur capillaire : au-delà de la longueur capillaire, les effets capillaires sont négligeables et la surface du liquide redevient "horizontale" [29] . . . . .	60
2.9	Quelques exemples de capillarité dans la vie quotidienne . . . . .	61
2.10	Equilibre d'un film de faible épaisseur sur une paroi solide . . . . .	63
2.11	Bilan de flux à l'interface liquide vapeur . . . . .	65
2.12	Schéma de l'expérience de Rayleigh-Bénard . . . . .	70
2.13	Schémas (issus de la thèse de S. Rossome [7]) des tourbillons observés par Bénard. En fonction de l'état de la surface du liquide, les tourbillons sont formés de rouleaux cylindriques (a) ou de prismes verticaux à base hexagonale (b) . . . . .	70
2.14	Schéma de principe de la phénoménologie de l'effet Marangoni . . . . .	72
3.1	Lignes de flux le long de la paroi dans un évaporateur de caloduc rainuré . . . . .	78
3.2	Transferts de chaleur et de masse dans la micro-région . . . . .	80
3.3	Différences d'approche entre les modèles de Stephan (a) et Nikolayev (b) au niveau de la modélisation du contact ménisque-paroi . . . . .	82
3.4	Résistances de conduction et d'évaporation au sein du film liquide dans la micro-région	85
3.5	"Décalage" de la courbe de saturation au niveau de l'interface . . . . .	88
3.6	Éléments de bilan sur une tranche de micro-région . . . . .	89
3.7	Evolutions de $\delta$ , $T_{lv} - T_{sat}$ , $\dot{q}_e$ et $Q_{mic}$ dans la micro-région : comparaison entre notre étude et celle de Stephan et Busse. . . . .	94
3.8	Evolution de $R_c$ en fonction de $x$ pour différentes valeurs de $\varepsilon_1$ . . . . .	96
3.9	Evolutions de $Q_{mic}$ et $\theta$ en fonction du rayon de ménisque intrinsèque ( $T_{sat} = 300$ K, $T_w = 301$ K et $x = 1 \mu\text{m}$ ) . . . . .	97
3.10	Visualisation des angles d'accrochage microscopique et macroscopique au niveau du ménisque . . . . .	99
3.11	Evolutions de (a) $Q_{mic}$ et (b) $\theta$ en fonction de $\Delta T$ ( $T_{sat} = 30^\circ\text{C}$ , $x = 1 \mu\text{m}$ ) . . . . .	100
3.12	Evolutions de (a) $Q_{mic}$ et (b) $\theta$ en fonction de $T_{sat}$ ( $x = 1 \mu\text{m}$ ) . . . . .	101
3.13	Saut de pression capillaire maximal en fonction de $\Delta T$ ( $x = 1 \mu\text{m}$ ) . . . . .	102
3.14	Visualisation de l'accrochage du ménisque à la paroi dans (a) les rainures triangulaires et (b) dans les rainures de type "goutte" . . . . .	103
3.15	Evolutions des paramètres $a$ , $n$ , $b$ et $m$ en fonction de $T_{sat}$ . . . . .	106
3.16	Comparaison des performances des fluides : (a) évolution de $Q_{mic}$ et (b) $\theta$ en fonction de $\Delta T$ ( $T_{sat} = 30^\circ\text{C}$ ) . . . . .	108

3.17	Comparaison des évolutions de $\delta$ , $T_{lv} - T_{sat}$ , $\dot{q}_e$ et $Q_{mic}$ en fonction de $x$ pour le méthanol et l'ammoniac ( $T_{sat} = 30$ °C et $\Delta T = 1$ °C) . . . . .	108
4.1	Schéma général de fonctionnement d'un caloduc tournant . . . . .	112
4.2	Visualisation du profil de film liquide le long du caloduc tournant conique dans le modèle de Faghri [11] . . . . .	116
4.3	Ecoulement du liquide du condenseur vers l'évaporateur dû à la différence de hauteur de film liquide . . . . .	116
4.4	Evolution du film liquide le long d'un caloduc tournant (l'échelle n'est pas respectée) et repère utilisé pour l'écriture des équations . . . . .	118
4.5	Procédure de calcul des quantités $\delta_0$ et $T_{w,cond}$ pour satisfaire la condition de masse imposée et le bilan de flux de chaleur au travers du caloduc . . . . .	122
4.6	(a) Localisation des phénomènes d'accrochage à la paroi au niveau de l'évaporateur du caloduc tournant (l'échelle n'est pas respectée)- (b) Zoom sur la zone d'accrochage du ménisque à la paroi dans la zone évaporateur. . . . .	124
4.7	Evolution de l'épaisseur du film de liquide proche de la paroi ( $T_{sat} = 30$ °C, $\Delta T = T_w - T_{sat} = 5$ °C, $\omega = 3000$ tr/min). Les échelles ne sont pas respectées. Pour faciliter la compréhension, l'ordonnée $y$ est ici prise à la fin du film adsorbé. . . . .	125
4.8	Evolutions (a) du flux de chaleur et (b) de la différence entre les températures d'interface $T_{lv}$ et de saturation $T_{sat}$ le long de la micro-région rapportée à la figure (4.7). Pour faciliter la compréhension, l'ordonnée $y$ est prise ici à la fin du film adsorbé. . . . .	126
4.9	Visualisation de la "micro-région dans la zone condenseur. $\Gamma = \rho_l r \omega^2$ . Les échelles ne sont pas respectées. . . . .	127
4.10	Evolution du film de liquide le long du caloduc, visualisation des pressions caractéristiques évaluées dans cette section . . . . .	128
4.11	Schématisation de l'évolution du film liquide dans la partie évaporateur du caloduc tournant ( $T_{w,evap} > T_{sat}$ ) . . . . .	132
4.12	Evolutions de (a) $\delta$ et (b) $Q$ le long du caloduc ( $\omega = 3000$ tr/min, $T_{sat} = 100$ °C, $\Delta T = 10$ °C) . . . . .	137
4.13	(a) Flux global transféré par le caloduc et (b) conductance globale en fonction de la masse de fluide introduit ( $\omega = 3000$ tr/min, $T_{sat} = 100$ °C, $\Delta T = 10$ °C) . . . . .	138
4.14	Evolution de $Q$ en fonction de $\Delta T$ pour différentes masses de fluide introduits ( $T_{sat} = 100$ °C, $\omega = 3000$ tr/min) . . . . .	139
4.15	Evolution de (a) la masse minimale de fluide et (b) du flux de chaleur transféré $Q_{max}$ en fonction de $\Delta T$ pour plusieurs vitesses de rotation $\omega$ ( $T_{sat} = 100$ °C) . . . . .	140

4.16	Evolution de la vitesse moyenne (a) dans le film de liquide et (b) dans la vapeur en fonction du flux de chaleur maximal transféré ( $\omega = 6000$ tr/min et pour $T_{sat} = 100^\circ\text{C}$ ). . . . .	141
4.17	Evolution de $Q$ en fonction de $\Delta T$ pour différentes valeurs de masses de fluide introduit et de $\omega$ ( $T_{sat} = 100^\circ\text{C}$ ) . . . . .	142
4.18	Evolution des films liquides le long du caloduc pour deux vitesses de rotation ( $\omega_1 > \omega_2$ ) et pour une même masse $m$ . L'échelle n'est pas respectée. . . . .	142
4.19	Evolution de $Q$ en fonction de $T_{sat}$ pour un remplissage donné ( $m = 1,2$ g) et pour différents $\Delta T$ et vitesses de rotation $\omega$ . . . . .	143
4.20	Evolution (a) de la masse optimale de fluide et (b) du flux de chaleur maximal correspondant pour différents $\Delta T$ et vitesses de rotation $\omega$ en fonction de $T_{sat}$ . . . . .	144
4.21	Comparaison de l'évolution du flux de chaleur en fonction de $\Delta T$ pour les quatre fluides étudiés ( $T_{sat} = 100^\circ\text{C}$ , $\omega = 3000$ tr/min, $m = 1$ g) . . . . .	145
4.22	Comparaison de l'évolution de l'épaisseur de film le long de l'évaporateur pour les quatre fluides étudiés ( $\Delta T = 10^\circ\text{C}$ , $m = 1$ g et $T_{sat} = 100^\circ\text{C}$ ) . . . . .	145
4.23	Comparaison de l'évolution (a) de la masse minimale et (b) du flux de chaleur maximal correspondant en fonction de $\Delta T$ ( $T_{sat} = 100^\circ\text{C}$ et $\omega = 3000$ tr/min) . . . . .	147
4.24	Comparaison des évolutions des épaisseurs de film de liquide $\delta$ en fonction de $x$ pour des masses minimales de fluide introduit ( $\Delta T = 10^\circ\text{C}$ , $T_{sat} = 100^\circ\text{C}$ et $\omega = 3000$ tr/min) . . . . .	148
4.25	Comparaisons des évolutions des (a) masses de liquide et (b) masses de vapeur pour des masses minimales de fluide introduit ( $\Delta T = 10^\circ\text{C}$ , $T_{sat} = 100^\circ\text{C}$ et $\omega = 3000$ tr/min) . . . . .	149
4.26	Comparaison des évolutions des conductances surfaciques le long de l'évaporateur pour des masses minimales de fluide introduit ( $\Delta T = 10^\circ\text{C}$ , $m = 1$ g et $T_{sat} = 100^\circ\text{C}$ ) . . . . .	150
5.1	Principales étapes permettant d'inclure le modèle de micro-région déterminé dans le chapitre 3 dans un modèle macroscopique de rainure : (a) Schématisation de la micro-région - (b) Modèle d'évaporateur 2D - (c) Modèle de rainure 3D (côté évaporateur). Les échelles ne sont pas respectées. . . . .	156
5.2	Maillages lagrangien et eulérien utilisés dans la méthode de Front-Tracking . . . . .	157
5.3	Discretisation VDF . . . . .	158
5.4	Discretisation VEF . . . . .	158
5.5	Exemple de remaillage lagrangien en 3 D : (a) Maillage avant déplacement de l'interface - (b) Maillage après déplacement de l'interface - (c) Remaillage de l'interface. . . . .	162
5.6	Schéma permettant d'expliquer la discrétisation de la force interfaciale . . . . .	163

5.7	Courbures principales de l'interface . . . . .	164
5.8	Déplacement de la ligne de contact . . . . .	164
5.9	Présentation du problème du canal 2D et conditions limites utilisées (schéma pas à l'échelle) . . . . .	166
5.10	Situation initiale pour $\theta_E = 20^\circ$ . . . . .	167
5.11	Evolution de la position du ménisque en fonction du temps pour $\theta_E = 20^\circ$ : (a) $t = 0,05$ s - (b) $t = 0,17$ s - (c) $t = 0,61$ s. . . . .	168
5.12	Valeurs de la courbure fournie par Trio U en fonction de la position de l'interface .	168
5.13	Evolution des hauteurs des points de l'interface en fonction de leur position pour $\theta_E = 20^\circ$ et $\theta_E = 30^\circ$ : (a) Comparaison de $h_{int-TrioU}$ et $h_{int-calc}$ - (b) Evolution des écarts relatifs $h_{int-TrioU}$ et $h_{int-calc}$ . . . . .	169
5.14	Présentation du problème Tube 3D : (a) Conditions limites utilisées - (b) Allure du ménisque dans le tube . . . . .	170
5.15	Position initiale du ménisque dans le tube 3D et maillage destructuré VEF pour $\theta_E = 20^\circ$ . . . . .	170
5.16	Evolution de la position du ménisque en fonction du temps : (a) $\theta_E = 20^\circ$ , $t = 0,0105$ s - (c) $\theta_E = 20^\circ$ , $t = 0,044$ s - (e) $\theta_E = 20^\circ$ , $t = 0,752$ s - (b) $\theta_E = 30^\circ$ , $t = 0,0075$ s - (d) $\theta_E = 30^\circ$ , $t = 0,098$ s - (f) $\theta_E = 30^\circ$ , $t = 0,241$ s. Sur ces figures, les graduations selon l'axe vertical ne sont pas constantes car elles suivent les variations de hauteur du ménisque (temps CPU $\approx 1$ mois). . . . .	171
5.17	Etat de la courbure en fin de simulation : (a) $\theta_E = 20^\circ$ et (b) $\theta_E = 30^\circ$ . . . . .	172
5.18	Comparaison des "équilibres relatifs" en fin de simulation : (a) $\theta_E = 20^\circ$ et (b) $\theta_E = 30^\circ$ . . . . .	173
5.19	Présentation du problème Rainure 3D "1 angle" . . . . .	174
5.20	Position initiale du ménisque dans la rainure "1 angle" et maillage destructuré VDF ( $\theta_E = 30^\circ$ ) . . . . .	175
5.21	Evolution de la position du ménisque en fonction du temps pour $\theta_E = 30^\circ$ : (a) $t = 0,0015$ s - (b) $t = 0,003$ s - (c) $t = 0,012$ s - (d) $t = 0,046$ s (temps CPU $\approx 4$ jours)	176
5.22	(a) Visualisation des contours de l'interface au niveau des parois de la rainure "1 angle" ( $\theta_E = 30^\circ$ , $t = 0,046$ s) - (b) Zoom sur le coin de la rainure . . . . .	177
5.23	Présentation du problème Rainure 3D "2 angles" . . . . .	178
5.24	Position initiale du ménisque dans la rainure "2 angles" et maillage structuré VDF	178
5.25	Evolution de la position du ménisque en fonction du temps pour $\theta_E = 30^\circ$ : (a) $t = 0,002$ s - (b) $t = 0,0055$ s - (c) $t = 0,013$ s - (d) $t = 0,0405$ s (temps CPU $\approx 15$ jours) . . . . .	179
5.26	Visualisation du ménisque sur les faces (a) "avant" et (b) "arrière" de la rainure .	180

C.1	Algorithme de résolution des équations (3.24), (3.25), (3.26) et (3.27). . . . .	204
D.1	Evolutions de (a) $\dot{q}_e$ et (b) $Q_{mic}$ pour différentes valeurs de $\varepsilon_2$ ( $T_{sat} = 300\text{K}$ et $T_w = 301\text{K}$ ) . . . . .	207
E.1	Schéma du principe du déplacement d'une particule . . . . .	210
E.2	La topologie circulaire pour un essaim de particules . . . . .	211

# Liste des tableaux

1.1	Comparaison des différentes structures poreuses (cf. [3]) . . . . .	31
2.1	Tension de surface de quelques fluides usuels à la température ambiante (20°C) . .	53
2.2	Exemple de longueurs capillaires de quelques fluides usuels à la température ambiante (20°C) . . . . .	60
3.1	Nombres adimensionnés utilisés dans la résolution du système (3.24-3.27) . . . . .	90
3.2	Données utilisées lors de la comparaison avec les travaux de Stephan et Busse [2] .	93
3.3	Valeurs de $Q_{mic}$ et $\theta$ en fonction du rayon de ménisque intrinsèque ( $T_{sat} = 300$ K, $T_w = 301$ K et $x = 1\mu\text{m}$ ) . . . . .	97
3.4	Données utilisées pour l'obtention des résultats regroupés sur la figure 3.11 . . . . .	99
3.5	Calculs des ordres de grandeur des pressions de disjonction et capillaire pour $x =$ $0,5\mu\text{m}$ (cf. figure 3.7) . . . . .	104
3.6	Valeurs de $a$ et $n$ pour le calcul de $Q_{mic}$ (relation 3.34) . . . . .	105
3.7	Valeurs de $b$ et $m$ pour le calcul de $\theta$ (relation 3.35) . . . . .	105
3.8	Valeurs des $\alpha_i$ pour $a, n, b$ et $m$ (3.36) . . . . .	106
4.1	Nombres adimensionnés utilisés pour la résolution du système ((4.14)-(4.15)) . . . .	121
4.2	Propriétés thermophysiques de l'eau, géométrie du caloduc et principaux résultats du modèle pour évaluer les variations de pressions au sein du caloduc. . . . .	129
4.3	Caractérisation de la présence de la convection de Rayleigh-Bénard pour (a) $T_{sat}$ $= 50$ °C (b) $T_{sat} = 100$ °C (c) $T_{sat} = 150$ °C . . . . .	134
4.4	Evaluation des quantités $\rho_l \tilde{V}_l$ , $\rho_v \tilde{V}_v$ et $\lambda_l / \tilde{\delta}$ pour les quatre fluides étudiés à $T_{sat} =$ $100$ °C. Elle sont évaluées pour $m = 1$ g et pour des épaisseurs de film $\tilde{\delta}$ moyennes	146
4.5	Evaluation du rapport $\lambda_l / h_{lv} \rho_l$ pour les quatre fluides étudiés à $T_{sat} = 100$ °C . . . .	147
4.6	Evaluation de la résistance d'évaporation/condensation pour le méthanol, l'éthanol et l'eau à respectivement -30 °C, -20 °C et 0 °C . . . . .	150

A.1 Définitions des valeurs caractéristiques permettant de comparer les termes des équations (A.1), (A.2), (A.3) . . . . . 196

# Nomenclature

## Caractères latins

$\dot{m}$	Débit massique linéique	$kg.s^{-1}.m^{-1}$
$A$	Constante de dispersion	$J$
$Ar$	Nombre d'Archimède	—
$E$	Energie	$J$
$f$	Coefficient de frottement	—
$g$	Accélération de la pesanteur	$m.s^{-2}$
$Gr$	Nombre de Grashof	—
$h$	Chaleur latente de changement de phase	$J.kg^{-1}$
$I$	Paramètre d'imprégnation	—
$K$	Perméabilité	$m^2$
$L$	Longueur	$m$
$M$	Masse molaire	$g.mol^{-1}$
$m$	Masse	$kg$
$Ma$	Nombre de Marangoni	—
$N$	Vitesse de rotation	$tr.min^{-1}$
$P$	Pression	$Pa$
$Pr$	Nombre de Prandtl	—
$Q$	Flux de chaleur	$W$
$q$	Densité surfacique de flux de chaleur	$W.m^2$
$Q_{mic}$	Flux linéique de chaleur dans la micro-région	$W.m^{-1}$
$R$	Rayon	$m$
$r$	Coordonnée radiale	$m$
$R_g$	Constante des gaz parfaits	$J.mol^{-1}.K^{-1}$
$r_g$	Constante spécifique des gaz parfaits	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
$Ra$	Nombre de Rayleigh	—
$Re$	Nombre de Reynolds	—
$S$	Surface	$m^2$
$T$	Température	$^{\circ}C$



$x, y, z$	Coordonnées cartésiennes	$m$
-----------	--------------------------	-----

### Catactères grecs

$\alpha$	Diffusivité thermique	$m^2.s^{-1}$
$\beta$	Coefficient d'expansion thermique	$K^{-1}$
$\Delta$	Différence	—
$\delta$	Epaisseur de film de liquide	$m$
$\hat{\sigma}$	Coefficient d'accomodation	—
$\kappa$	Courbure	$m^{-1}$
$\kappa^{-1}$	Longueur capillaire	$m$
$\lambda$	Conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
$\mu$	Viscosité dynamique	$Pa.s$
$\nu$	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
$\omega$	Vitesse de rotation	$rad.s^{-1}$
$\rho$	Masse volumique	$kg.m^3$
$\sigma$	Tension de surface	$N.m^{-1}$
$\theta$	Angle d'accrochage en sortie de micro-région	—
$\varepsilon$	Porosité	—
$\varepsilon_1$	Paramètre numérique	—
$\varepsilon_2$	Paramètre numérique	—

### Indices

<i>adia</i>	adiabatique
<i>c</i>	capillaire
<i>calc</i>	calculé
<i>cond</i>	condenseur
<i>E</i>	équilibre
<i>eff</i>	efficace
<i>evap</i>	évaporateur
<i>in</i>	entrée
<i>l</i>	liquide
<i>lv</i>	liquide/vapeur
<i>max</i>	maximum
<i>mic</i>	microscopique
<i>min</i>	minimal
<i>sat</i>	saturation
<i>sl</i>	solide/liquide
<i>sv</i>	solide/vapeur

$T$	total
$v$	vapeur
$w$	paroi

### **Symboles**

'	dérivée spatiale
"	dérivée spatiale seconde
^	variable adimensionnée
~	valeur moyenne



# Introduction générale

Le refroidissement, par une extraction efficace de la chaleur dissipée au sein des différents systèmes qui nous entourent, représente un enjeu primordial pour assurer un contrôle thermique de qualité de ces systèmes. Une des solutions technologiques les plus séduisantes consiste à profiter de la capacité du changement de phase liquide/vapeur à gérer les flux de chaleur important. L'utilisation de systèmes diphasiques en général, et de caloducs en particulier, est maintenant courante pour transférer efficacement de grandes quantités de chaleur entre une source chaude et une source froide. Améliorer leur dimensionnement passe par une meilleure connaissance des phénomènes de transfert qu'ils abritent, et par une modélisation étendue de ceux-ci.

L'analyse et la modélisation des transferts de masse et de chaleur avec changement de phase au sein de ces systèmes représentent un vaste domaine et les développements sont intenses tant au niveau de la modélisation fine qu'au niveau de la valorisation des systèmes auxquels on peut aboutir et ce, dans des domaines très variés (spatial, électronique, habitat...). De part leurs performances, leur relative simplicité de conception et leur fiabilité, on peut comprendre qu'ils se sont répandus de manière très importante dans tous les domaines industriels.

Le travail mené dans cette thèse contribue à une meilleure compréhension des phénomènes de transfert, au sein de deux caloducs spécifiques que sont les caloducs à pompage capillaire à rainures et les caloducs tournants.

Une partie importante de la thèse est dédiée à l'étude des phénomènes d'évaporation et de condensation dans des films liquides de faibles voire de très faibles épaisseurs mais pour lesquels les équations de conservation classiques restent toujours valables. La description générale de nos études peut être schématisé sur la figure suivante :

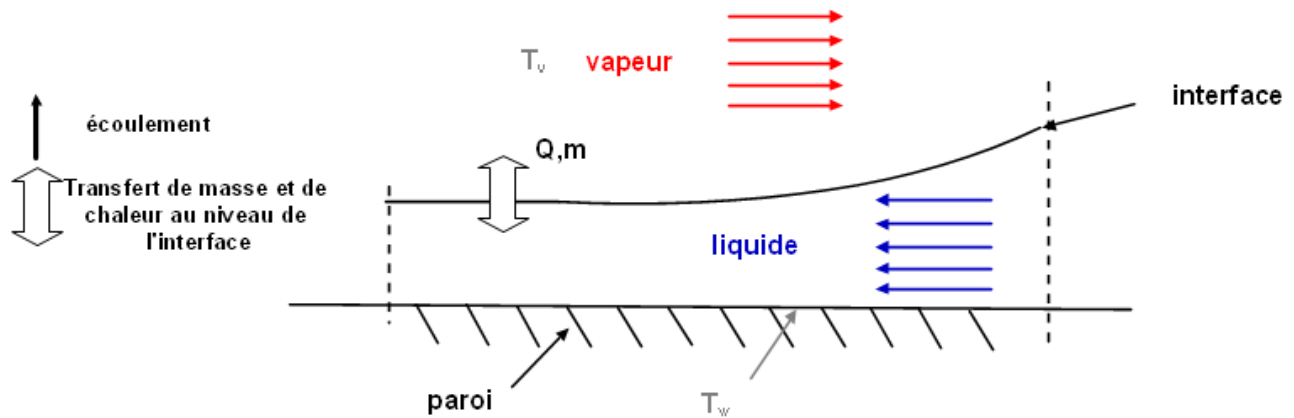


FIG. 1 – Schéma général du problème thermo-hydraulique étudié notamment dans les chapitres 3 et 4

Comme indiqué sur la figure 1, on étudie donc les transferts de masse et de chaleur par évaporation/condensation dans des systèmes où l'on impose les températures de paroi et de vapeur saturante et où les phases liquide et vapeur s'écoulent axialement, à contre-courant. Une des principales difficultés de ces modèles est la description des transferts au niveau de l'interface.

Après ces travaux associés à ces deux caloducs particuliers, nous nous sommes donc intéressés à la description fine et à la modélisation de l'interface liquide/vapeur et de son comportement dans des configurations d'écoulements simples. Ceci constitue une phase préliminaire à la description thermo-hydraulique complète ultérieure du caloduc en fonctionnement.

Le chapitre 1 est dédié à la présentation des caloducs et met en évidence leur principe de fonctionnement ; le chapitre 2, quant à lui, rappelle les notions physiques spécifiques liées aux phénomènes mis en jeu dans leur comportement.

Le chapitre 3 relate, quant à lui, les travaux centrés sur la modélisation de la micro-région, zone d'échange privilégiée de l'évaporateur du caloduc rainuré. Stephan et Busse [1, 2] ont initié ces analyses dans les années 1990. Leur modèle a été repris par plusieurs auteurs ; citons, par exemple, Romestant [3] ou Sartre [4] : les travaux menés concernent ici essentiellement un fluide, l'ammoniac, privilégié en application spatiale. A partir des études existantes, nous avons pu étendre les analyses pour aboutir à des résultats originaux et des interprétations complémentaires. En outre, des relations caractérisant les transferts dans la micro-région, indispensables à des approches menées à une échelle plus macroscopique, sont proposées.

Dans le chapitre 4, nous adaptons le modèle précédemment utilisé à la description des phénomènes de transferts de chaleur et de masse le long d'un caloduc tournant entier en considérant le film liquide qui s'écoule entre l'extrémité du condenseur et l'extrémité de l'évaporateur. Peu de travaux de modélisation du comportement thermique de tels caloducs sont relatés dans la littérature ; nous proposons donc, à l'aide du modèle développé, un éclairage complémentaire à ceux fournis par Song et al. [5] et Li et al. [6] en particulier.

Le dernier volet des travaux présentés au chapitre 5 est indirectement lié à nos précédentes modélisations. L'objectif, à travers l'étude du comportement des interfaces dans des géométries simples, est de mieux appréhender leur comportement. L'outil Trio\_U utilisé ici nous a permis d'initier des développements qui assureront une caractérisation beaucoup plus complète du comportement thermo-hydraulique des caloducs. Ce travail pourra, en particulier, être mené en intégrant les relations établies au chapitre 3.

Nous dégagerons, en conclusion, une synthèse des principaux apports de nos activités. Nous soulignerons notamment le lien important qu'il existe entre la compréhension des phénomènes physiques fondamentaux et leur mise en application pour la modélisation complète des caloducs. Enfin, nous mettrons en évidence les travaux futurs auxquels peuvent mener nos résultats notamment dans cette perspective de caractérisation plus complète des caloducs.

## Première partie

# Présentation des caloducs et phénomènes physiques mis en jeu





# Chapitre 1

## Présentation générale des caloducs

Les caloducs sont des systèmes permettant de transférer de la chaleur d'une source chaude vers un point froid en utilisant l'enthalpie de changement de phase d'un fluide à l'état de saturation liquide/vapeur. Les caloducs sont composés de trois zones principales :

- la première au niveau de laquelle le flux de chaleur est introduit : l'évaporateur,
- la deuxième où il y a transport du flux de chaleur, sans échange de chaleur avec l'extérieur : la zone adiabatique,
- une dernière zone où cette chaleur est rejetée vers l'extérieur : le condenseur.

Leur grande conductance thermique équivalente leur confère une efficacité exceptionnelle pour transférer la chaleur : la différence de températures entre la partie où est injectée la chaleur et la partie où elle est rejetée reste faible par rapport à des systèmes conductifs classiques. A titre d'exemple, comme illustré dans [7], pour une puissance de 20 W à dissiper, en considérant un dispositif cylindrique de 50 cm de longueur et de 1,27 cm de diamètre, le transfert de chaleur par conduction dans une barre d'aluminium et une barre de cuivre induit respectivement une différence de températures maximale de 330 °C et 200 °C, alors que dans le cas d'un caloduc cuivre/eau de mêmes dimensions, l'écart de températures n'excède pas 6 °C.

Dans ce chapitre, nous allons d'abord introduire la notion de caloduc en faisant notamment une brève revue des différentes technologies. Nous présenterons plus en détails les deux types de caloducs qui seront étudiés et qui constituent l'essentiel de la partie II de ce mémoire. Enfin, nous verrons quelles peuvent être les limites de fonctionnement liées à leur utilisation.

## 1.1 Quelques principes généraux concernant les caloducs

Un caloduc est une enceinte fermée contenant un fluide caloporteur à l'état de saturation : les échanges thermiques entre le liquide et la vapeur se font, de façon isotherme, à travers une interface ; les écoulements du liquide et de la vapeur s'effectuent à contre-courant, la vapeur au centre de l'enceinte et le liquide près de la paroi. Le fluide suit un cycle thermodynamique fermé.

Comme nous l'avons évoqué en introduction, un caloduc est composé (cf. figure 1.1) de trois zones principales : l'évaporateur, la zone adiabatique et le condenseur. Sous l'effet de l'apport d'énergie à l'évaporateur, une quantité de liquide s'évapore en absorbant l'équivalent de l'énergie latente de changement de phase et la vapeur produite s'écoule vers la zone froide. Au condenseur, sous l'effet du refroidissement, la vapeur se condense en restituant toute l'énergie "absorbée" lors de l'évaporation. Le liquide est alors réacheminé vers l'évaporateur et le processus peut recommencer. Le fluide suit donc un cycle fermé.

Le débit de masse  $\dot{m}$  généré par le changement de phase doit donc être directement proportionnel au flux de chaleur  $Q$  transmis par le caloduc :

$$Q = \dot{m}h_{lv} \tag{1.1}$$

L'efficacité des caloducs réside principalement dans le fait qu'ils utilisent l'enthalpie de changement de phase du fluide à l'état de saturation  $h_{lv}$  pour transférer de grandes quantités de chaleur avec de faibles débits.

Le retour du liquide vers l'évaporateur dépend de la structure du caloduc. Nous le détaillerons dans les paragraphes 1.2.2 et 1.3.2. En général, l'écoulement des fluides ne nécessite pas d'apport d'énergie mécanique extérieur au caloduc. Le caractère passif du caloduc présente donc un fort intérêt pour des applications industrielles où des critères de fiabilité et de durée de vie sont importants dans le choix des composants.

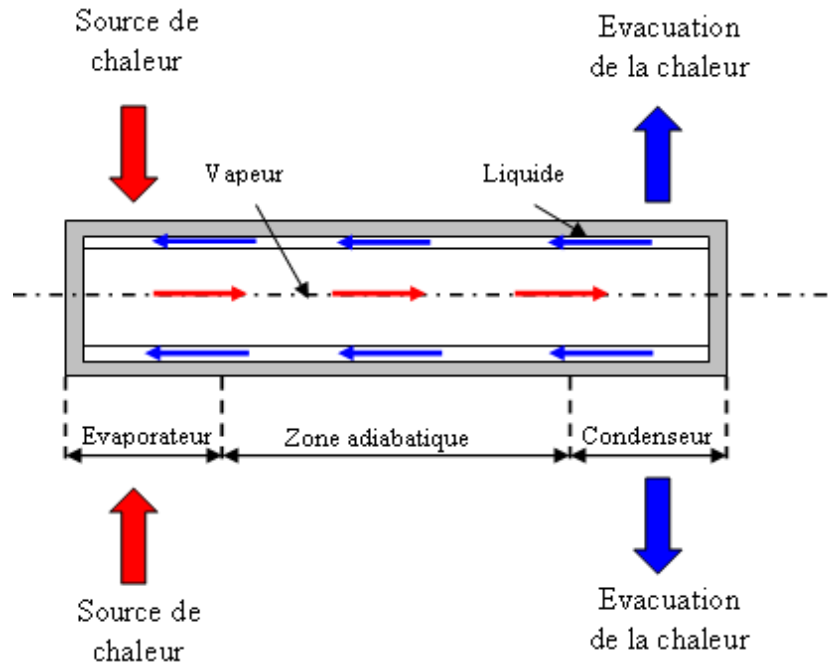


FIG. 1.1 – Schéma de principe d'un caloduc

A l'intérieur des caloducs, entre la paroi solide et la surface d'évaporation ou de condensation, le mode de transfert **privilegié** selon la direction radiale est la **conduction**, étant donné la faible épaisseur du film liquide. De plus, vu les faibles écarts de températures entre les différentes phases ainsi que les faibles vitesses d'écoulement des fluides, la convection, aussi bien axiale que radiale, est en général négligeable dans ces systèmes. Nous verrons cependant, dans le cas du caloduc tournant (cf. chapitre 4), que ceci n'est pas toujours le cas.

Le rayonnement, lui, est toujours négligeable en conditions normales de fonctionnement (étant donné les faibles variations de températures).

On peut, par ailleurs, noter que le transfert de chaleur axial, à l'intérieur du fluide, est dominé par le transfert fluidique (transport d'énergie par mouvement du fluide) et par la conduction. Cependant, si l'on évalue les différentes conductances thermiques axiales intervenant dans les transferts de chaleur au sein des caloducs, la conductance thermique axiale à prendre en compte est celle liée à l'écoulement de la vapeur. Les conductances de conduction radiales, aussi bien à l'évaporateur qu'au condenseur, restent faibles par rapport à cette dernière : le transfert de chaleur axial est donc négligeable par rapport aux phénomènes de conduction radiaux.

Un modèle purement conductif étant insuffisant (voir par exemple [3]), nous verrons, notamment au niveau du chapitre 3, l'importance de la prise en compte des échanges de chaleur au niveau des interfaces.

Les caloducs peuvent être classés en deux grandes catégories selon l'élément moteur utilisé pour assurer l'écoulement du liquide du condenseur vers l'évaporateur. On peut distinguer, **les caloducs à pompage capillaire** d'une part, tels que les caloducs à rainures par exemple, dans lesquels le liquide s'écoule dans une structure poreuse par le biais des forces capillaires et, d'autre part, les caloducs utilisant **les forces de volume**, comme par exemple les thermosiphons ou les caloducs tournants dont le principe de fonctionnement sera décrit au paragraphe 1.3.2.

Un des caloducs à pompage capillaire les plus répandus est le **caloduc rainuré** ; il fait l'objet d'une description complète dans la partie 1.2 de ce chapitre.

On peut également citer les **micro-caloducs**. Ce type de technologie a été introduit par Cotter [8] en 1984. Dans ces caloducs, le diamètre hydraulique est de l'ordre de grandeur du rayon de courbure de l'interface liquide/vapeur. Comme illustré sur la figure 1.2, dans ces dispositifs, le liquide s'écoule dans les coins du canal dont l'angle est toujours inférieur à  $90^\circ$ . Le retour du liquide s'effectue donc grâce à la courbure du ménisque qui se forme dans les coins et assure le pompage capillaire.

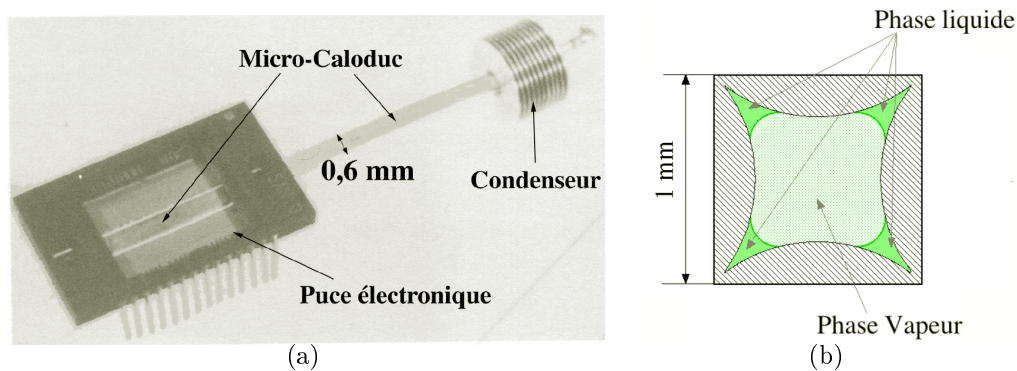


FIG. 1.2 – (a) Photographie de micro-caloduc réalisé par le laboratoire ITOH R&D (Japon) ; (b) section du micro caloduc

Leur principal avantage est lié à leur petite taille : ils permettent d'éliminer les points chauds. Ils sont notamment utilisés pour le refroidissement de petites sources de chaleur localisées, comme l'ont détaillé Peterson *et al.* [9] par exemple. Des surfaces plus importantes peuvent être refroidies par l'utilisation de réseaux de microcaloducs. Le travail expérimental et théorique mené par Pandraud [10] en 2004 a permis une caractérisation complète de ce type de réseaux.

Nous pouvons encore mentionner d'autres types de caloducs à pompage capillaire comme, par exemple, **les caloducs miniatures** qui sont utilisées principalement pour des applica-

tions liées à la microélectronique. La petite taille de ces caloducs est parfaitement adaptée à cette utilisation; de plus, comme ils permettent de travailler avec de faibles gradients de températures, ils présentent un gros avantage puisque les performances des composants électriques sont directement altérées par les variations de températures. Ces caloducs, qui utilisent le plus souvent des structures poreuses de type milieu poreux fritté, peuvent être utilisés dans d'autres applications plus marginales comme dans l'utilisation de climatisations ou de piles à combustibles par exemple.

En ce qui concerne les caloducs assistés par **les forces de volume**, le retour du liquide du condenseur vers l'évaporateur est assuré par l'action d'une force volumique qui devient l'élément moteur de son écoulement.

Nous pouvons citer par exemple le **thermosiphon** dans lequel la force volumique est le champ de gravitation terrestre : dans de telles technologies, le caloduc est vertical ou incliné et l'évaporateur est situé en-dessous du condenseur, la force de gravitation est alors favorable à l'écoulement liquide. Des structures poreuses peuvent aussi être utilisées pour augmenter le coefficient d'échange thermique global du système. Du fait de la facilité de leur mise en oeuvre et leur robustesse, ces dispositifs sont largement employés dans l'industrie (ferroviaire, informatique...).

Les **caloducs tournants** utilisent quant à eux des forces de volume liées à la rotation propre du caloduc. La force centrifuge devient alors la force motrice qui permet l'écoulement du fluide. Nous y reviendrons plus en détails au paragraphe 1.3.

Il est bien sûr impossible de faire un catalogue exhaustif et détaillé de tous les caloducs. Après avoir fait ce bref inventaire des principaux caloducs existants, nous allons par la suite nous intéresser plus particulièrement à deux types de caloducs : le caloduc à rainures axiales (paragraphe 1.2) et le caloduc tournant (cf. 1.3). En effet, ces deux caloducs présentent un fort intérêt d'étude : le caloduc à rainures axiales est utilisé dans de très nombreuses applications (notamment spatiales) et le caloduc tournant, même s'il est beaucoup moins utilisé, est une technologie qui commence à se développer dans tous les secteurs où il y a de la chaleur à évacuer au niveau d'un arbre tournant.

Pour le premier, nous étudierons en détails une petite zone de l'évaporateur, couramment appelée micro-région, où les transferts de masse et de chaleur sont prépondérants. Le modèle développé pour cette première étude sera modifié afin d'être adapté aux transferts de masse et de chaleur le long du caloduc tournant entier.

## 1.2 Le caloduc à rainures axiales

Dans cette section, nous ferons un bref rappel des domaines d'applications des caloducs à pompage capillaire, puis nous expliquerons le principe du pompage capillaire et ferons un rapide inventaire des différentes structures poreuses utilisées dans ce type de caloduc. Enfin, nous présenterons en détails le caloduc à pompage capillaire qui est étudié dans ce mémoire, à savoir le caloduc à rainure axiales.

### 1.2.1 Contexte/Historique

Au sein des caloducs, les rainures sont utilisées pour deux raisons principales :

- elles peuvent être utilisées pour assurer le pompage capillaire au sein des caloducs rainurés. Le domaine d'application de ces technologies concerne essentiellement les **applications spatiales**.
- les rainures peuvent aussi être utilisées au sein d'autres technologies afin d'assurer un meilleur transfert et augmenter la conductance globale du système. Dans ces conditions, leur application est essentiellement **terrestre** (en particulier les thermosiphons).

Le premier caloduc à rainures axiales fut mis au point grâce aux travaux du physicien George Grove en 1963, au laboratoire de Los Alamos. Ce caloduc était composé d'un tube de 19 mm de diamètre et de 900 mm de longueur et rempli de sodium.

A partir de cette époque, de nombreux prototypes furent alors fabriqués et testés. Le premier développement important de ces caloducs est à mettre en relation avec les premiers programmes spatiaux aux Etats-Unis comme en ex-URSS.

Depuis lors, et surtout depuis les années 80, l'étude des caloducs est en pleine expansion et leurs applications sont de plus en plus répandues.

Etant donné les très bonnes performances qu'offrent les caloducs à rainures axiales en conditions de micro-gravité comme c'est le cas dans l'espace, ils sont de plus en plus utilisés et ce, dans une large gamme de domaines. Parmi leurs avantages, nous pouvons citer leurs poids très faibles, leur encombrement réduit, leur fiabilité et leur autonomie du fait que ce sont des systèmes passifs.

Ce sont des technologies capables de transférer de grandes quantités de chaleur et, comme nous l'avons déjà stipulé, en assurant de faibles gradients de températures. Ainsi leur domaine d'applications concernent des cas où on a besoin de transférer des flux de chaleur élevés et/ou d'uniformiser la température d'un dispositif.

Dans le **domaine spatial**, le caloduc à pompage capillaire a notamment été développé pour répondre aux attentes correspondant au contrôle thermique des satellites. Dans ce

contexte, le caloduc est utilisé pour transférer la chaleur dégagée par l'électronique embarquée vers le milieu extérieur. Il constitue un instrument de choix pour assurer le maintien d'une température homogène à l'intérieur du satellite et il est, grâce à son autonomie et sa robustesse, parfaitement adapté aux applications spatiales.

Pour les **applications terrestres**, comme nous l'avons dit, l'utilisation de rainures dans des technologies existantes permet d'améliorer les transferts de chaleur. Elles sont alors employées dans des systèmes diphasiques couramment utilisés dans ce contexte, non plus pour le pompage capillaire, mais pour augmenter les surfaces d'échange et stabiliser l'écoulement de liquide retournant vers l'évaporateur : citons par exemple, les caloducs tournants ou les thermosiphons.

## 1.2.2 Principe de fonctionnement de la structure capillaire

### 1.2.2.1 Généralités sur le pompage capillaire

#### a. Principe de fonctionnement :

L'utilisation du pompage capillaire au sein de différentes structures poreuses (rainures, milieux poreux, métal fritté...) permet le retour liquide du condenseur vers l'évaporateur sans apport d'énergie mécanique extérieure au caloduc. La phénoménologie du pompage capillaire et les principes physiques qui en constituent la base sont expliqués en détails dans le chapitre 2.

L'écoulement du liquide dans les structures poreuses est permis grâce à une dépression générée le long du caloduc par la courbure du ménisque à l'interface entre le liquide et la vapeur (comme illustré sur la figure 1.3). Cette dépression, appelée saut de pression capillaire, est notée  $\Delta P_c$  et peut s'exprimer par la relation simple :

$$\Delta P_c = \frac{i\sigma}{R} = P_v - P_l \quad (1.2)$$

avec  $i = 1$  ou  $2$  selon le type de structure poreuse.

Dans cette expression,  $\sigma$  représente la tension de surface du liquide (en N/m) et  $R$  (en m) une dimension caractéristique des structures poreuses. Nous y reviendrons plus tard au chapitre 2.

En condition de fonctionnement normal, la valeur maximale de  $\Delta P_c$ ,  $\Delta P_{c,max}$ , définie par le rayon caractéristique de la structure poreuse, doit être supérieure à la somme des pertes de pression dans le liquide et la vapeur afin d'assurer l'écoulement du fluide :



$$\Delta P_{c,max} \geq \sum \Delta P_v + \sum \Delta P_l \quad (1.3)$$

avec  $\Delta P_l$  et  $\Delta P_v$  les pertes de pression totales respectives au sein des écoulements du liquide et de la vapeur ; ces deux quantités incluent les pertes de pression liées aux forces volumiques.

Si la phase vapeur s'écoule naturellement de l'évaporateur vers le condenseur, ce saut de pression capillaire compense les pertes de pression dans les deux phases et permet l'écoulement de la phase liquide : il est l'élément moteur de l'écoulement du fluide.

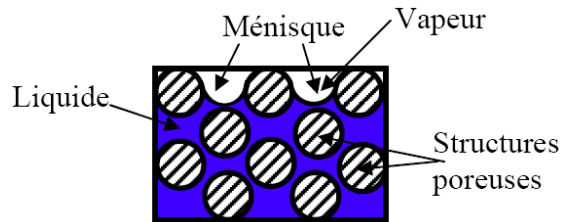


FIG. 1.3 – Schéma d'une structure poreuse

### b. Les structures capillaires :

Les structures capillaires utilisées dans les caloducs à pompage capillaire sont nombreuses et dépendent des applications pour lesquelles sont utilisés ces caloducs.

Elle doivent satisfaire un bon compromis pour générer un saut de pression capillaire maximal tout en n'engendrant pas des pertes de pression trop importantes dans la phase liquide : des pertes de pression trop conséquentes limiteraient le débit d'écoulement du fluide et, par conséquent, affecteraient directement la quantité de chaleur transportable par le caloduc. En effet, comme nous l'avons vu avec la relation (1.1), à l'état stationnaire, le flux de chaleur  $Q$  transmis par changement de phase est directement proportionnel au débit de masse  $\dot{m}$  de l'écoulement.


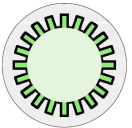
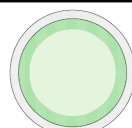
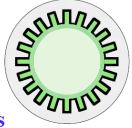
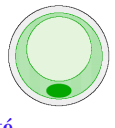
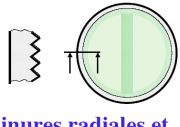
Dans le cas de structures capillaires simples, comme dans le cas de caloducs à rainures étudiés dans le strict cadre de cette thèse, ce compromis est compliqué à déterminer puisque pour engendrer le saut capillaire maximal  $\Delta P_{c,max}$  le plus grand possible, le rayon moyen des pores doit être le plus petit possible mais, ce faisant, les pertes de pression augmentent, diminuant ainsi le débit du fluide.

Enfin la structure utilisée doit assurer un bon transfert radial de la chaleur comme on l'a vu dans la partie 1.1.

Faghri [11] a défini trois critères permettant de quantifier les avantages et les inconvénients de chacune des structures poreuses : le pompage capillaire, la perméabilité qui, quand elle

augmente, permet de faire diminuer les pertes de pression et, enfin, le coefficient d'échange thermique.

Le Tableau 1.1 permet de comparer les différentes structures selon les critères de Faghri :

TYPE	Pompage capillaire	Coefficient d'échange thermique	Perméabilité	Remarques
 <u>Mèches tissées</u>	Elevé	Faible	Faible à moyenne	Le diamètre moyen des pores de la trame peut être ajusté. Fabrication très facile Mauvaise reproductibilité
 <u>Rainures longitudinales</u>	Faible	Très élevé	Moyenne à élevée	Il existe de nombreux profils de rainures : -rectangulaire, -triangulaire, -circulaire, -trapézoïdale, -ré-entrant Fabrication de série facile et bon marché.
 <u>Métal fritté</u>	Très élevé	Moyen	Faible à moyenne	Le diamètre moyen des pores peut être ajusté. Fabrication assez délicate mais coût pouvant être faible.
 <u>Rainures longitudinales et mèches</u>	Elevé à Très élevé	Elevé	Moyenne à élevée	Fabrication délicate (positionnement de la mèche). Risques importants de création de bulles de vapeur ou de gaz dans les rainures
 <u>Métal fritté avec artère liquide intégrée</u>	Elevé à Très élevé	Moyen	Moyenne à élevée	Le diamètre moyen des pores peut être ajusté ainsi que la section du canal liquide. Fabrication délicate.
 <u>Rainures radiales et milieu poreux central</u>	Elevé à Très élevé	Elevé à Très élevé	Moyenne à élevée	Difficulté importante pour la réalisation de rainures radiales sur de grandes longueurs Difficulté de maintien de l'élément central.

TAB. 1.1 – Comparaison des différentes structures poreuses (cf. [3])

### 1.2.2.2 Le pompage capillaire dans les caloducs à rainures

Dans cette partie, nous étudions essentiellement les caloducs à rainures axiales. La figure 1.4 montre plusieurs de ces caloducs de la gamme EHP (European Heat Pipes) et de la

gamme Thalès Alenia Space.

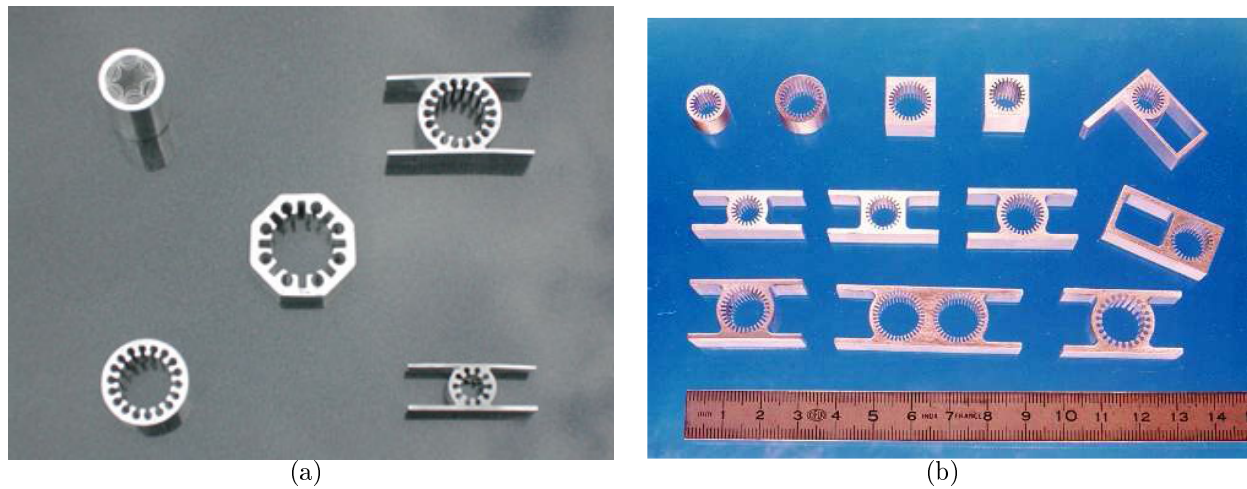


FIG. 1.4 – (a) Différentes sortes de caloducs rainurés fabriqués par EHP- (b) Profils de caloducs Thalès Alenia Space

Comme le montre la figure 1.4, il existe plusieurs formes de rainures. Selon les applications et les besoins des dispositifs à refroidir, chacune des géométries présentent des avantages et des inconvénients.

Sur la figure 1.5, sont représentées, les trois principales géométries existantes :

- géométrie triangulaire (a)
- géométrie rectangulaire (b)
- géométrie circulaire (“goutte”) (c)

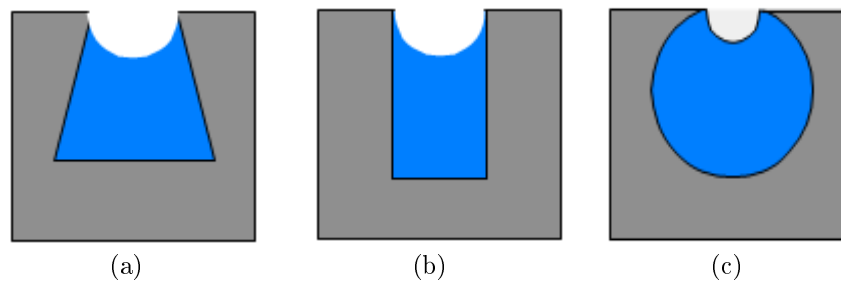


FIG. 1.5 – Principales géométries des rainures de caloducs rainurés : (a) rainure triangulaire - (b) rainure rectangulaire - (c) rainure circulaire ou “profil goutte”

Dans un caloduc rainuré, on admet dans un premier temps (l'explication sera donnée dans la partie 2.2.2) que, pour un remplissage suffisant de la rainure, le ménisque reste accroché au sommet des rainures comme indiqué sur la figure 1.6.

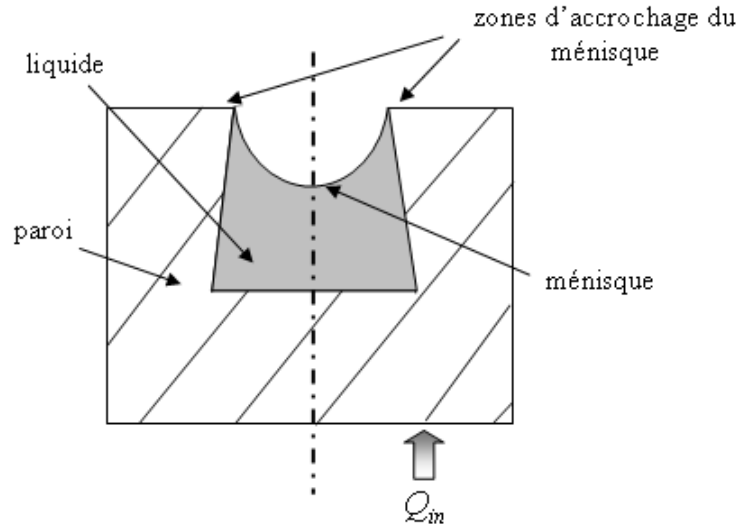


FIG. 1.6 – Section d'un évaporateur de caloduc rainuré - Accrochage du ménisque au sommet des rainures

La formule générale du pompage capillaire, démontrée dans le chapitre 2, s'exprime par la relation :

$$\Delta P_c = \sigma \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (1.4)$$

avec  $R_1$  et  $R_2$  les rayons principaux des ménisques dans les deux directions d'un repère orthonormé.

Dans les caloducs à rainures axiales, le rayon de courbure du ménisque  $R_2$  le long de la rainure est assez important pour négliger ses effets capillaires. On a alors  $1/R_2 \ll 1/R_1$  (cf. [11, 12]). De plus, comme nous le verrons par la suite, afin de minimiser la surface de l'interface, il a été montré que la forme de l'interface peut être approximée par un cercle ([11, 12]),  $R_1$  étant quasiment constant pour une abscisse transversale donnée. Finalement, cela nous donne donc la relation suivante, pour un caloduc à rainures :

$$\Delta P_c = \frac{\sigma}{R_c} \quad (1.5)$$

avec  $R_c$  rayon du ménisque selon la direction radiale.

Cette relation est évidemment à rapprocher de la formule générale donnée par la relation (1.2).

Le long du caloduc, la courbure du ménisque s'ajuste alors pour équilibrer les différences de pression entre la phase liquide et la phase vapeur (figure 1.7) de part et d'autre de l'interface :

$$\Delta P_c(z) = P_v(z) - P_l(z) \quad (1.6)$$

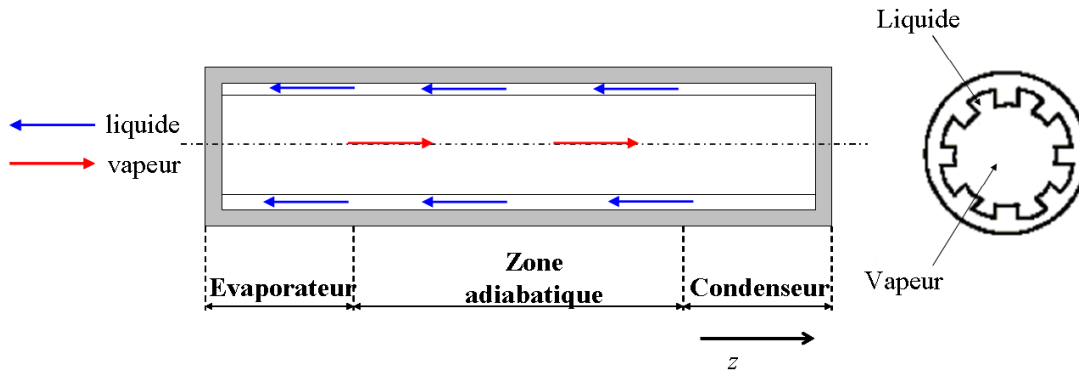


FIG. 1.7 – Caloduc à rainures axiales : section longitudinale et transversale

Quand le flux est injecté à l'évaporateur, le liquide s'évapore, la pression dans la phase vapeur a alors tendance à augmenter, ce qui entraîne un écoulement de la vapeur de l'évaporateur vers le condenseur. Notons toutefois que pour un fonctionnement normal cette différence de pression reste faible (de l'ordre du Pascal). Dans le même temps, sous l'effet de l'évaporation, en considérant que le ménisque reste attaché au sommet des rainures, son rayon diminue entraînant une diminution de la section de liquide dans cette zone. En supposant la pression de la vapeur constante le long du caloduc (ce qui constitue une bonne approximation dans le cadre des caloducs à rainures axiales), l'équation (1.6) impose que la pression du liquide  $P_l(z)$  diminue dans la section considérée et dans le sens  $-z$ . Un gradient de pression se crée donc dans le liquide, grâce aux forces capillaires liées à la courbure du ménisque, permettant son écoulement du condenseur vers l'évaporateur.

Le ménisque se courbe alors jusqu'à ce que le flux de masse évacué par évaporation soit compensé par le débit liquide dans la rainure. Un équilibre se crée entre pression capillaire, pertes de pression dans le liquide et pertes de pression dans la vapeur. Si l'on considère que la vapeur et le liquide sont à l'équilibre thermodynamique, l'interface est alors aux conditions de saturation du fluide ( $T_{sat}, P_{sat}$ ).

La variation de courbure du ménisque le long du caloduc est d'abord initiée par l'évaporation ; elle est ensuite gouvernée, d'un point de vue macroscopique, par les variations de pression au sein des écoulements liquide et vapeur. Cependant, comme nous le verrons dans le chapitre 2, dans la zone d'accrochage du ménisque, au niveau microscopique, cette courbure est fortement influencée par les phénomènes de paroi.

### 1.2.3 Les écoulements fluides

#### 1.2.3.1 Pertes de pression dans la phase vapeur

En l'absence de forces de volume, la différence de pression vapeur entre l'évaporateur et le condenseur est le résultat de deux effets combinés :

- les dissipations visqueuses créant les pertes de pression visqueuses
- les pertes de pression inertielles correspondant à la variation de vitesse longitudinale entre le condenseur et l'évaporateur

En présence de forces de volume (gravité, accélération centrifuge...), les variations de pression induites par ces dernières peuvent être négligées pour la phase vapeur étant donné sa très faible masse volumique.

Comme nous le verrons dans les chapitres 3 et 4, dans les systèmes étudiés et pour nos conditions d'utilisation, les pertes de pression dans la vapeur restent faibles comparées aux pertes de pression dans le liquide. Ainsi, nous verrons que la pression de la vapeur est supposée, dans nos modèles, constante et égale à la pression de saturation du fluide  $P_{sat}$ .

#### 1.2.3.2 Pertes de pression dans le liquide

Comme nous avons vu plus haut, le débit de fluide s'adapte à l'évaporation entraînant des pertes de pression du liquide le long de la rainure. Ces pertes de pression sont principalement dues aux dissipations visqueuses, les effets inertiels étant totalement négligeables au vu des faibles vitesses d'écoulement mises en jeu.

Contrairement à ce qui se passe dans la vapeur, les variations de pression induites par les forces de volume, doivent être prises en compte étant donné la valeur élevée de la masse volumique du liquide (exemple : à 20 °C, pour l'ammoniac,  $\rho_l = 610 \text{ kg.m}^{-3}$  et  $\rho_v = 6,7 \text{ kg.m}^{-3}$ ).

De manière générale, l'ordre de grandeur des pertes de pression dans le liquide est celui du pompage capillaire, c'est-à-dire de l'ordre de 100 Pa pour les structures courantes utilisées dans le domaine spatial.

#### 1.2.3.3 Evolution des pressions dans le caloduc

D'après ce que nous avons vu précédemment, les différences de pressions capillaires entre l'évaporateur et le condenseur sont le résultat de la somme des pertes de pression liquide et vapeur le long du caloduc :

$$\Delta P_{c,evap} - \Delta P_{c,cond} = \Delta P_v + \Delta P_l \quad (1.7)$$

avec  $\Delta P_v = \Delta P_{v,inertiel} + \Delta P_{v,visqueux}$  et  $\Delta P_l = \Delta P_{l,visqueux} \pm (\Delta P_{l,volumique})$ .

La figure 1.8 montre l'évolution typique des pressions le long d'un caloduc à rainures axiales.

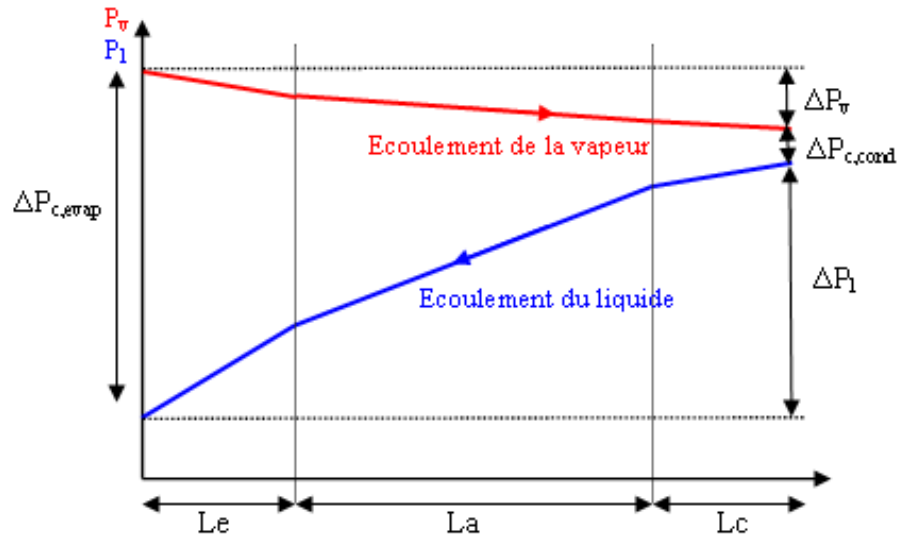


FIG. 1.8 – Evolutions des pressions liquide et vapeur le long du caloduc

## 1.3 Le caloduc tournant

Les caloducs tournants peuvent être employés dans les applications dont la technologie permet leur utilisation, à savoir principalement les machines tournantes. Nous citerons, par exemple, les moteurs électriques ou les disques de frein de TGV [13].

Dans cette section, nous ferons un très bref rappel des différents caloducs tournants et un historique des travaux essentiels menés spécialement sur le dimensionnement de ces dispositifs. Puis nous exposerons en détails son principe de fonctionnement.

### 1.3.1 Contexte/Historique

Les caloducs tournants qui seront étudiés dans le cadre de cette thèse sont des caloducs cylindriques lisses qui tournent autour de leur axe.

Comme tous les caloducs, ils sont composés de trois zones (évaporateur, zone adiabatique et condenseur) comme indiqué sur la figure 1.9. L'écoulement vapeur se fait au centre du caloduc et l'écoulement liquide se fait sur ses parties latérales. Le principe du retour liquide du condenseur vers l'évaporateur est expliqué en détails dans la partie 1.3.2.

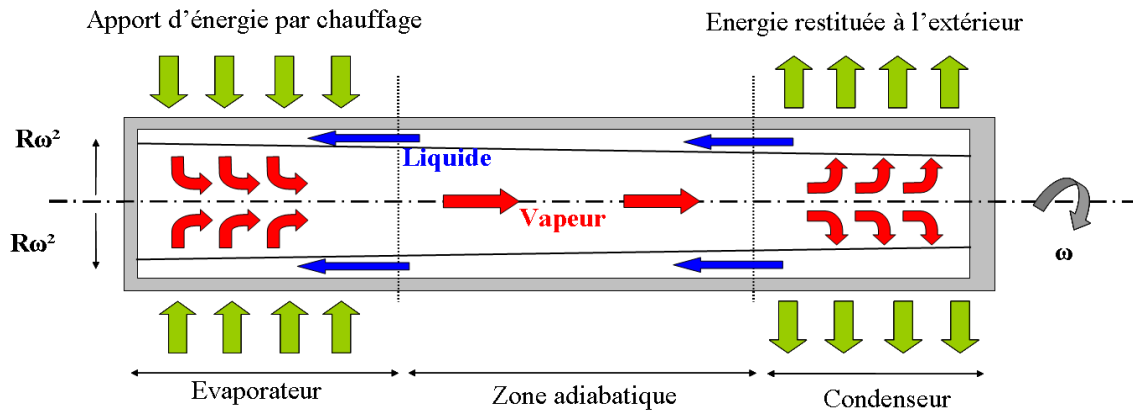


FIG. 1.9 – Schéma de principe du caloduc tournant cylindrique

Gray [14] a été le premier à introduire la notion de caloduc tournant à la fin des années 60. Il a notamment mis en évidence que les caloducs pouvaient transférer de grandes quantités de chaleur avec des performances plus élevées qu'un caloduc "statique" (le thermosiphon par exemple) possédant les mêmes dimensions.

De nombreux types de caloducs tournants existent : on peut distinguer les caloducs tournants proprement dits, dont l'axe de rotation est leur propre axe de symétrie, et les caloducs de révolution, dont l'axe de rotation est parallèle à leur propre axe.

Au sein de ces différentes variétés de caloducs, des structures poreuses peuvent être incorporées afin d'assurer un meilleur retour du liquide du condenseur vers l'évaporateur et/ou d'augmenter le coefficient d'échange thermique.

Depuis la découverte de Gray, le caloduc tournant a fait l'objet de quelques études, aussi bien théoriques qu'expérimentales, afin de mieux les caractériser. Cependant, ces travaux, qui tendent tout de même à se développer, sont beaucoup moins répandus que ceux concernant les caloducs à pompage capillaire par exemple.

Des études ont notamment été menées sur la forme du caloduc et particulièrement celle du condenseur afin d'améliorer ses performances : citons par exemple Chanet *et al.* [15] ou Marto [16] qui ont optimisé la forme du condenseur (condenseur conique) pour réduire la résistance thermique dans le film liquide, Marto *et al.* [17] et Katsuta *et al.* [18] qui ont, entre autres, augmenté le rayon interne du caloduc ou la longueur du condenseur pour, respectivement, augmenter la force centrifuge et la surface d'échange. Enfin, nous pouvons aussi citer Faghri [19] ou Daniels *et al.* [20] qui ont, à la manière de Chan *et al.* [15], eu l'idée d'utiliser des condenseurs de forme conique afin de faciliter le retour du liquide du condenseur vers l'évaporateur. Des structures internes, comme des rainures ou des ailettes, peuvent aussi être ajoutées au sein de ces caloducs pour augmenter leurs performances (cf. [21, 22, 23, 24]).



Quelques modèles numériques ont aussi été développés : nous y reviendrons plus précisément dans le chapitre 4 décrivant la modélisation que nous avons adoptée.

### 1.3.2 Principe de fonctionnement du caloduc tournant

Nous avons vu que, dans le cas du caloduc à pompage capillaire, le retour du liquide du condenseur vers l'évaporateur était assuré par un saut de pression capillaire engendré par la courbure du ménisque au niveau de l'interface liquide/vapeur. Dans le cas d'un caloduc tournant, l'élément moteur de l'écoulement liquide est assuré par la force centrifuge engendrée par la rotation de ce dernier et qui tend à plaquer le liquide, plus dense, contre les parois internes.

Comme dans le cas d'un caloduc à pompage capillaire, à l'évaporateur, l'évaporation engendre une élévation de la pression de la vapeur : un gradient de pression se crée donc entre l'évaporateur et le condenseur ( $P_{v,vap} > P_{v,cond}$ ) et permet son écoulement vers le condenseur.

Dans le cas d'un caloduc tournant cylindrique (étudié dans le chapitre 4), la section interne du caloduc reste constante. Sous l'effet de l'évaporation dans la zone évaporateur et de la condensation au niveau du condenseur, le film tend à s'amincir au fur et à mesure que le liquide s'écoule vers l'évaporateur. C'est cette variation d'épaisseur, accompagnée de l'effet de rotation du caloduc, qui engendre un gradient de pression du liquide  $\Delta P_l$  le long du caloduc et permet son retour vers l'évaporateur.

Une fois le régime stationnaire atteint, vapeur et liquide sont à l'équilibre et on considère ici aussi que l'interface liquide/vapeur est aux conditions de saturation ( $T_{sat}, P_{sat}$ ).

La figure 1.10 représente l'évolution typique du film liquide entre l'évaporateur et le condenseur.

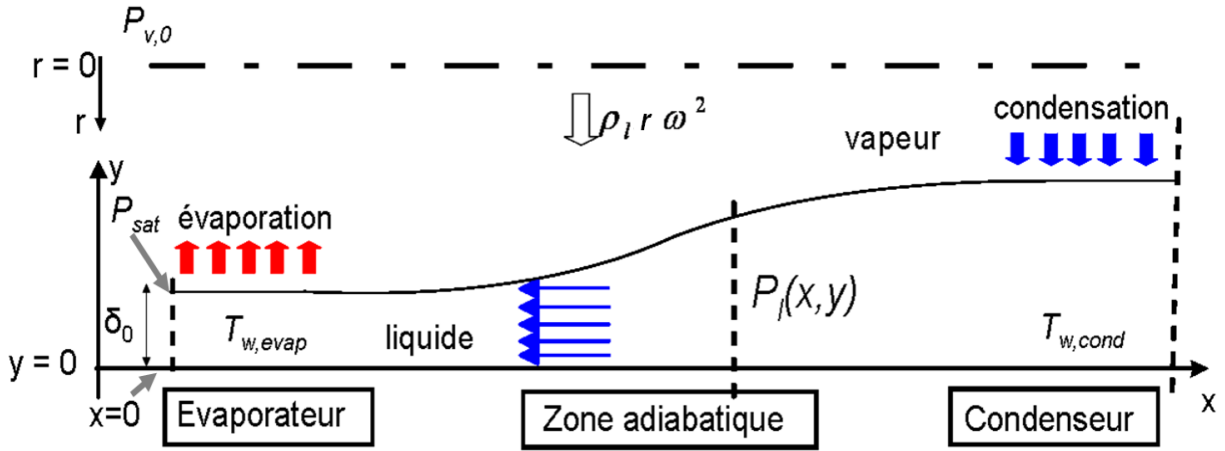


FIG. 1.10 – Evolution typique du film liquide le long d'un caloduc tournant (l'échelle n'est pas respectée)

Le gradient de pression  $\Delta P_l$  peut s'exprimer en fonction du rayon interne du caloduc  $R$ , de la vitesse de rotation  $\omega$  et de l'épaisseur du film liquide  $\delta$ .

On peut tout d'abord, pour  $x$  et  $y$  donnés, établir la relation déterminant la pression dans le liquide en fonction de la pression  $P_{sat}$  au niveau de l'interface :

$$P_l(x, y) = P_{sat} + \rho_l \omega^2 \int_{R-\delta(x)}^{R-y} r dr \quad (1.8)$$

Si on développe l'équation (1.8), on obtient :

$$P_l(x, y) = P_{sat} + \rho_l \omega^2 \left( R\delta(x) - Ry + \frac{y^2}{2} - \frac{(\delta(x))^2}{2} \right) \quad (1.9)$$

En réarrangeant (1.9), on obtient :

$$P_l(x, y) = P_{sat} + \rho_l \omega^2 \left( R^2 \left( \left( \frac{\delta(x)}{R} \right) - \frac{1}{2} \left( \frac{\delta(x)}{R} \right)^2 \right) - R^2 \left( \left( \frac{y}{R} \right) - \frac{1}{2} \left( \frac{y}{R} \right)^2 \right) \right) \quad (1.10)$$

En regardant les ordres de grandeur de  $\delta$  (au maximum une centaine de micromètres),  $y$  et  $R$  (quelques millimètres), on a généralement :  $\frac{y}{R} \ll 1$  et  $\frac{\delta}{R} \ll 1$ .

Par conséquent, en négligeant les termes d'ordre 2 dans (1.10), on obtient finalement l'expression simple suivante :

$$P_l(x, y) = P_{sat} + \rho_l \omega^2 R (\delta(x) - y) \quad (1.11)$$

Ainsi, le long du caloduc, pour  $y$  donné (le long d'une ligne de flux, figure 1.11), on peut évaluer la différence de pression dans le liquide entre le condenseur et l'évaporateur, élément moteur de l'écoulement liquide, en négligeant la variation de pression dans la phase vapeur :

$$\Delta P_l (cond - evap) = P_l(x = L_t) - P_l(x = 0) = \rho_l \omega^2 R (\delta(x = L_t) - \delta_0) \quad (1.12)$$

avec  $L_T$  la longueur totale du caloduc et  $\delta_0$  l'épaisseur de film en  $x = 0$ .

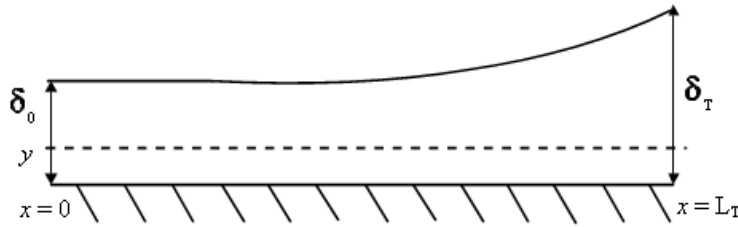


FIG. 1.11 – Evolution de l'épaisseur de film de liquide entre le condenseur et l'évaporateur

Comme pour le caloduc à pompage capillaire, la pression vapeur est supposée uniforme le long du caloduc (nous le justifierons dans le chapitre 4), les pertes de pression dues à la vapeur étant supposée négligeables. Par conséquent, l'élément moteur défini par l'équation (1.12) équilibre les pertes de pression dans le liquide qui, étant donnée les faibles vitesses mises en jeu, se limiteront aux seules pertes de pression d'origine visqueuse. Cet équilibre des pressions est encore très semblable à ce qui se passe pour le caloduc à pompage capillaire ; le seul élément qui est modifié est finalement l'élément moteur de l'écoulement liquide.

## 1.4 Limites de fonctionnement des caloducs

Le fonctionnement des caloducs est influencé par de nombreux paramètres : citons, par exemple, les propriétés thermophysiques du fluide, la géométrie, le flux de chaleur à évacuer, les températures de fonctionnement, la position par rapport à la gravité...

Selon ces critères de fonctionnement, le caloduc peut atteindre une ou plusieurs limite(s), appelée(s) limite(s) de fonctionnement ; dès lors, il peut commencer à connaître des dysfonctionnements : il peut s'arrêter, s'assécher ou la température devenir trop élevée...

Ces limites peuvent être séparées en deux catégories : les limites liées à l'écoulement de la vapeur dans son canal et les limites liées à l'écoulement du liquide le long de la paroi.

Aux faibles températures de fonctionnement, pour une puissance donnée, la vitesse de la vapeur est importante du fait de sa faible masse volumique. Il apparaît alors deux limites :

- la limite visqueuse
- la limite sonique

En ce qui concerne l'écoulement liquide, on peut citer trois principales limites :

- la limite capillaire qui constitue la limite la plus restrictive aux performances des caloducs à pompage capillaire
- la limite d'entraînement (arrachement des particules liquides par la vapeur) qui peut notamment intervenir quand la vitesse de la vapeur est importante (dans le cadre de l'utilisation de caloducs tournants par exemple)
- la limite d'ébullition

Dans la suite de cette partie, sont décrites les principales limites de fonctionnement. On s'attardera un peu plus sur la limite capillaire qui concerne de façon importante les caloducs rainurés et sur la limite d'entraînement qui concerne plus particulièrement les caloducs tournants.

La figure 1.12 montre de façon générique l'influence des limites de fonctionnement et le flux maximal à ne pas dépasser en fonction de la température de fonctionnement du caloduc (prise égale à la température de la vapeur au milieu de la zone adiabatique (cf. [3])) pour ne pas sortir du domaine de fonctionnement du caloduc.

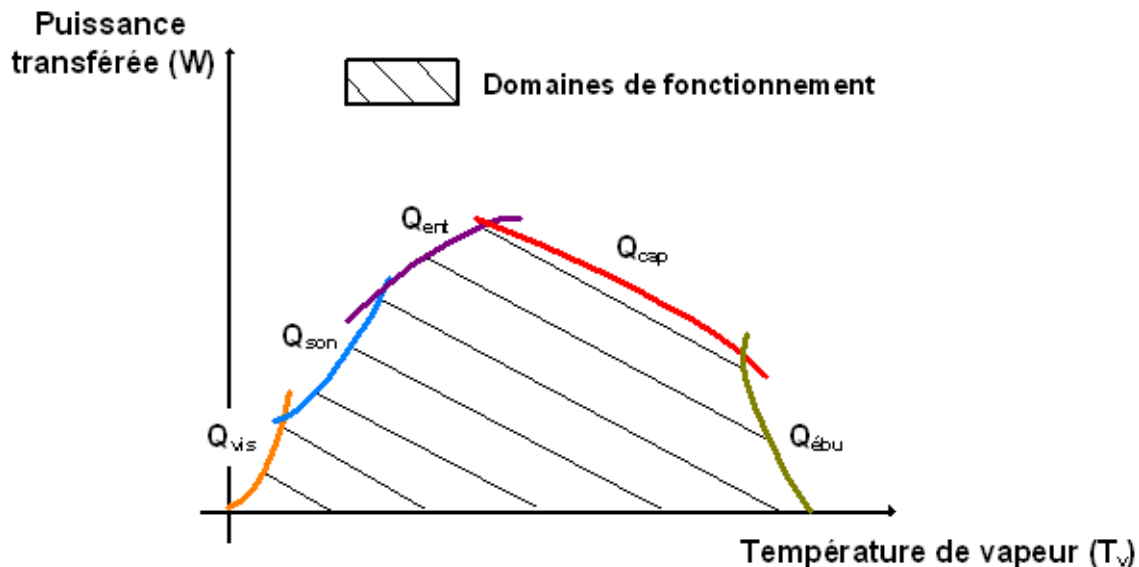


FIG. 1.12 – Les limites de fonctionnement des caloducs

## 1.4.1 Les différentes limites de fonctionnement

### 1.4.1.1 les limites liées à l'écoulement de la vapeur

La **limite visqueuse** intervient, à des faibles températures de fonctionnement (quand on se rapproche du point triple). L'écart de pression de la vapeur entre l'évaporateur et le condenseur est alors petit : il équilibre difficilement les pertes de pression visqueuses dues à l'écoulement de la vapeur. Deux cas de figures se présentent alors :

- si l'on travaille à température d'évaporateur constante, la puissance qui peut être transférée est limitée de façon drastique,
- au contraire, si la puissance à transférer est imposée, la température de la zone évaporateur augmente ainsi que la température de la zone adiabatique, entraînant une augmentation générale des températures du système.

En général, les plages d'utilisation des caloducs sont cependant assez éloignées de ces températures et la limite visqueuse n'intervient que pour des applications ou des fluides très spécifiques.

La **limite sonique** intervient aussi à faible température de fonctionnement lorsque la vapeur a une très faible masse volumique : sa vitesse devient très grande et l'écoulement peut atteindre un régime sonique. Une onde de choc peut alors se créer dans la phase vapeur, limitant son débit et donc le flux transféré par le caloduc.

Pour plus de détails sur ces limites, on pourra se référer aux ouvrages suivants par exemple : [3, 25].

### 1.4.1.2 Les limites liées à l'écoulement liquide

La **limite capillaire** n'a lieu que dans les caloducs à pompage capillaire : elle intervient lorsque la pression liée au pompage capillaire devient insuffisante pour équilibrer les pertes de pression du liquide et de la vapeur. Elle fait l'objet d'un développement détaillé dans la partie 1.4.2.

La **limite d'entraînement** résulte du fait que les écoulements liquide et vapeur au sein du caloduc sont à contre-courant et que les phases sont "en contact" le long du caloduc. Si la vitesse de la vapeur devient trop importante, les forces de cisaillement à l'interface liquide/vapeur peuvent aussi devenir très importantes : l'interface est alors instable. Le liquide n'est plus alors "retenu" près de la paroi et des gouttelettes de liquide peuvent être arrachées de l'interface par la vapeur et entraînées par son écoulement. L'écoulement du liquide vers l'évaporateur peut s'en trouver fortement altéré et même être bloqué momentanément, ce qui rend les écoulements fortement instables. Cette limite dépend de l'importance de la surface

de contact entre les phases vapeur et liquide : en prenant l'exemple des caloducs à pompage capillaire, elle est négligeable dans des structures poreuses de type métal fritté mais elle peut devenir importante dans le cas des caloducs rainurés. Elle peut surtout intervenir dans le cas de caloducs dont le retour liquide est assuré par des forces volumiques, comme c'est le cas pour les caloducs tournants ou les thermosiphons : dans ces technologies, la surface de contact entre la vapeur et le liquide est grande. La limite d'entraînement est expliquée en détail dans la partie 1.4.3

La **limite d'ébullition** peut être atteinte quand, sous l'effet de densité de flux trop élevée, la surchauffe de la paroi devient trop importante et qu'il y a apparition de bulles dans la phase liquide. Ces bulles altèrent le retour du liquide du condenseur vers l'évaporateur. Ceci peut alors induire un assèchement local de l'évaporateur avec apparition de points chauds qui peuvent mener jusqu'à la destruction du tube par fusion locale.

### 1.4.2 La limite capillaire (cas particulier des caloducs à rainures axiales)

Cette limite est la principale limite de fonctionnement des caloducs à pompage capillaire.

Pour illustrer l'exposé, nous allons nous limiter à l'explication de la limite capillaire dans le cas des caloducs rainurés bien que le phénomène soit semblable pour les autres types de caloducs à pompage capillaire.

D'après l'inéquation d'équilibre des pressions, l'écoulement dans le caloduc n'est possible seulement que si la pression capillaire maximale que peut atteindre le caloduc ( $\Delta P_{c,max}$ ) est supérieure à la somme des pertes de pression dans les phases vapeur et liquide.

$$\Delta P_{c,max} \geq \sum \Delta P_v + \sum \Delta P_l \quad (1.13)$$

Le saut de pression  $\Delta P_{c,max}$  est évalué en considérant le cas le typique d'un remplissage optimal du caloduc : la courbure du ménisque est supposée négligeable (rayon de courbure infini) au niveau du condenseur et elle est maximale au niveau de l'évaporateur : cette courbure est maximale quand le rayon du ménisque à l'évaporateur est minimale. L'étude menée dans le chapitre 3 permet de mener à l'expression finale :

$$\Delta P_{c,max} = \sigma \left( \frac{\cos\theta}{b/2} - \frac{1}{R_{cond}} \right) = \frac{\sigma \cos\theta}{b/2} \quad (1.14)$$

avec  $b$  la largeur de la rainure et  $\theta$  l'angle de contact entre le liquide et la paroi en sortie de micro-région (voir chapitre 3 et figure 1.13) .

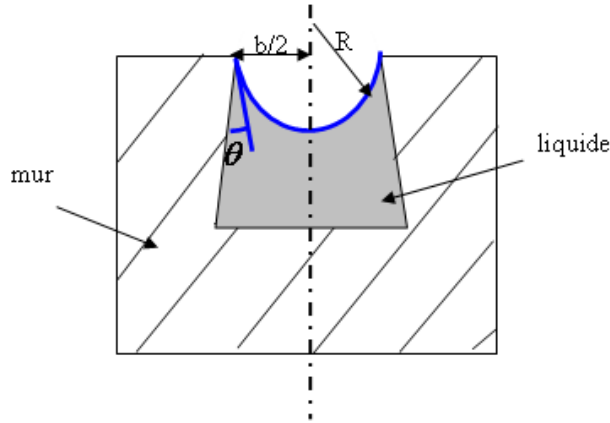


FIG. 1.13 – Visualisation de l’angle d’accrochage du ménisque à la paroi

Le pompage capillaire est limité par la dimension géométrique de la rainure qui représente une limite inférieure au rayon du ménisque  $R$  ( $R \geq b/2$ ).

Les paragraphes suivants décrivent en détail les pertes de pression dans les écoulements des phases liquide et vapeur afin d’aboutir à la limite de débit et donc de flux de chaleur transférable limité par  $\Delta P_{c,max}$  (cf. 1.14).

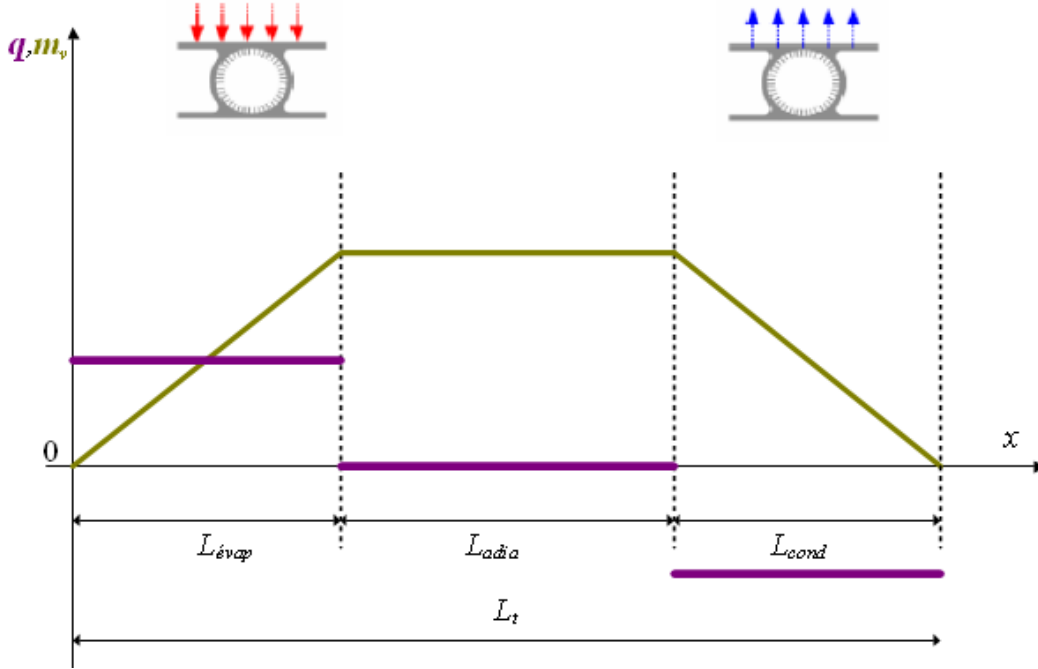
#### 1.4.2.1 Pertes de pression dans la vapeur

Comme nous l’avons évoqué précédemment, les pertes de pression de la vapeur sont essentiellement des pertes de pression visqueuses et inertielles.

Les pertes par frottement visqueux sont calculées en utilisant une analogie avec un écoulement de Poiseuille monodimensionnel pour un écoulement laminaire. Ce type de raisonnement est justifié par le fait que le débit de fluide est relativement peu important mais il peut s’avérer erroné lorsque l’écoulement de la vapeur n’est plus laminaire. On trouve alors :

$$\Delta P_{v,vis} = \frac{8\mu_v Q L_{eff}}{\pi \rho_v R_v^4 h_{lv}} \quad (1.15)$$

Pour définir la longueur effective du caloduc  $L_{eff}$ , nous avons besoin de connaître l’évolution du débit et donc du flux le long de l’axe d’un caloduc (relation (1.1)). Si l’on considère une densité surfacique de chaleur répartie uniformément au niveau de l’évaporateur et du condenseur, le débit de vapeur dans le caloduc augmente linéairement dans la zone évaporateur, reste constant dans la zone adiabatique (où il n’y a pas d’échange) et, finalement, diminue linéairement dans la zone condenseur, comme illustré dans la figure 1.14 :


 FIG. 1.14 – Evolution du débit de vapeur  $\dot{m}_v$  et de la densité de flux  $q$  le long du caloduc

Etant donné le profil linéaire de l'évolution du débit de la vapeur dans le caloduc, on peut en déduire l'expression de la fonction  $Q$  le long du caloduc :

- pour  $0 < x < L_{evap}$ ,  $Q(x) = \frac{x}{L_{evap}} Q_m$ ,
- pour  $L_{evap} < x < L_{evap} + L_{adia}$ ,  $Q(x) = Q_m$ ,
- pour  $L_{evap} + L_{adia} < x < L_t$ ,  $Q(x) = \frac{L_t - x}{L_{cond}} Q_m$ .

avec  $Q_m$  le flux transféré dans la zone adiabatique.

On peut définir la capacité de transport du caloduc (exprimée en W.m) qui est égale à  $\int_0^L Q(z) dz$ . Dans notre cas, on obtient alors :

$$\int_0^L Q(z) dz = \int_0^{L_{evap}} \frac{x}{L_{evap}} Q_m + \int_{L_{evap}}^{L_{evap} + L_{adia}} Q_m + \int_{L_{evap} + L_{adia}}^{L_t} \frac{L_t - x}{L_{cond}} Q_m \quad (1.16)$$

La longueur effective  $L_{eff}$  est alors définie par l'équation (1.17) et elle correspond à une longueur "caractéristique" du caloduc, sur laquelle est transporté le flux total  $Q_m$  :

$$L_{eff} = \frac{1}{Q_m} \int_0^L Q(z) dz \quad (1.17)$$

Finalement, pour une répartition linéaire du flux le long de l'évaporateur et du condenseur, on obtient :



$$L_{eff} = \frac{1}{2}L_{evap} + L_{adia} + \frac{1}{2}L_{cond} \quad (1.18)$$

En ce qui concerne les pertes de pression inertielles, on retiendra la formulation énoncée par Goudarche [26] :

$$\Delta P_{v,inert} = \left(1 - \frac{4}{\pi^2}\right) \frac{Q^2}{8\rho_v R_v^4 h_{lv}^2} \quad (1.19)$$

Le terme  $\left(1 - \frac{4}{\pi^2}\right)$  est un facteur, inférieur à 1, qui permet de montrer que l'évaluation des pertes de pression inertielles correspond à une portion de la pression inertielle de la vapeur au niveau de l'interface liquide/vapeur induite par le changement de phase.

Au total, on a alors comme expression des pertes de pression de la vapeur au sein du caloduc :

$$\Delta P_v = \Delta P_{v,inert} + \Delta P_{v,vis} + (\Delta P_{v,vol}) = \frac{8\mu_v Q L_{eff}}{\pi \rho_v R_v^4 h_{lv}} + \left(1 - \frac{4}{\pi^2}\right) \frac{Q^2}{8\rho_v R_v^4 h_{lv}^2} \pm (\rho_v g \Delta h) \quad (1.20)$$

Le terme entre parenthèses représente la différence de pression dans la vapeur provenant des forces volumiques essentiellement gravitaires. Ce terme est généralement négligeable en raison de la faible valeur de la masse volumique de la vapeur.

#### 1.4.2.2 Pertes de pression dans le liquide

Les pertes de pression dans le liquide sont essentiellement d'origine visqueuse ou dues aux forces de volume. En effet, comme nous l'avons déjà remarqué, la masse volumique du liquide étant élevée, sa vitesse d'écoulement est faible et les pertes de pression "inertielles" sont donc négligeables.

Dans les caloducs à pompage capillaire, le liquide s'écoule au sein de structures poreuses. Les pertes de pression "visqueuses" peuvent donc être calculées grâce à la loi de Darcy. Dans le repère lié à la figure 1.7, on obtient alors :

$$\frac{dP_{l,vis}}{dz} = -\frac{\mu_l Q}{\rho_l S_l K h_{lv}} \quad (1.21)$$

avec  $S_l$  la section de passage du liquide et  $K$  la perméabilité de la structure poreuse associée.

On peut signaler que dans le cas des caloducs rainurés, la structure poreuse proprement dite n'existe pas et donc la notion de perméabilité peut-être difficile à définir. Cette dernière est alors déterminée par un calcul qui permet de prendre en compte une porosité "équivalente" des rainures. Pour cela, on utilise l'expression classique de la perméabilité donnée par la relation (1.22) :

$$K = \frac{2R_h^2 \varepsilon}{f Re_l} \quad (1.22)$$

avec  $R_h$  le rayon hydraulique considéré,  $f$  le coefficient de frottement,  $Re_l$  le nombre de Reynolds dû à l'écoulement liquide et  $\varepsilon$  la porosité du milieu. Pour un caloduc rainuré, on utilise donc une porosité  $\varepsilon$  "équivalente" qui peut être définie par le rapport entre les longueurs des dents et des rainures contenant le liquide.

Dans les caloducs à pompage capillaire, la vapeur et le liquide circulent à contre-courant. Les forces de cisaillement au niveau de l'interface liquide/vapeur peuvent affecter l'écoulement liquide et provoquer des pertes de pression supplémentaires. Bien que négligeables dans la plupart des cas comparées aux pertes de pression visqueuses, ces pertes de pression dues au cisaillement peuvent être prises en compte dans les caloducs à rainures axiales grâce à la formulation déterminée par Hufschmidt [27] :

$$\frac{dP_{l,vis-cis}}{dz} = \frac{dP_{l,vis}}{dz} (MD_{cis}\phi^2) \quad (1.23)$$

avec  $\phi$  nombre adimensionnel basé sur les caractéristiques géométriques de la structure poreuse,

$M$ , un coefficient géométrique empirique : par exemple,  $M = 1/3$  si  $\phi < 0.5$ ,

et  $D_{cis}$ , un coefficient de cisaillement.

On pourra consulter [3, 25] par exemple pour avoir plus de détails sur ces paramètres.

En intégrant les relations (1.21) et (1.23) sur une distance de transport équivalente  $L_{eff}$ , on obtient :

$$\Delta P_{l,vis-cis} = \frac{\mu_l Q L_{eff}}{\rho_l S_l K h_{lv}} (1 + MD_{cis}\phi^2) \quad (1.24)$$

De plus, si l'on considère des forces de volumes externes aux caloducs, telle que la gravité ou la force centrifuge dans le cas d'un caloduc tournant par exemple, on obtient la relation suivante :

$$\Delta P_{l,vol} = \pm \rho_l \Gamma \sin \beta L \quad (1.25)$$

avec  $\Gamma$  l'accélération considérée,

$\beta$  l'angle d'inclinaison du caloduc par rapport à la verticale,  
 $L$  la longueur du caloduc.

$\Delta P_{l,vol}$  peut être favorable à l'écoulement liquide (signe -) et peut alors favoriser le retour du liquide du condenseur vers l'évaporateur ou, au contraire, défavorable (signe +).

Au bilan, la somme des pertes de pression du liquide donne :

$$\Delta P_l = \Delta P_{l,vis-cis} + \Delta P_{l,vol} = \frac{\mu_l Q L_{eff}}{\rho_l S_l K h_{lv}} \pm \rho_l \Gamma \sin \beta L \quad (1.26)$$

Par conséquent, avec tout ce que nous avons vu précédemment, nous pouvons déterminer le flux maximal  $Q_{capillaire,max}$  que peut transférer la structure capillaire. Si on veut tenter de transférer un flux plus élevé que  $Q_{capillaire,max}$ , l'équilibre des pertes de pression ne sera plus assuré, ce qui pourra conduire à un assèchement localisé à l'extrémité de l'évaporateur. La valeur de  $Q_{capillaire,max}$  est donc finalement, obtenue en résolvant l'équation suivante :

$$\frac{\sigma \cos \theta}{b/2} = \frac{8\mu_v Q_{capillaire,max} L_{eff}}{\pi \rho_v R_v^4 h_{lv}} + \left(1 - \frac{4}{\pi^2}\right) \frac{Q_{capillaire,max}^2}{8\rho_v R_v^4 h_{lv}^2} + \frac{\mu_l Q_{capillaire,max} L_{eff}}{\rho_l S_l K h_{lv}} \pm \rho_l \Gamma \sin \beta L \quad (1.27)$$

Dans cette dernière équation, on remarquera que le terme représentant les pertes de pression inertielles de la vapeur, d'ordre 2, peut souvent être négligé.

On obtient alors l'expression simplifiée suivante :

$$Q_{capillaire,max} = \frac{\frac{\sigma \cos \theta}{b/2} \pm \rho_l \Gamma \sin \beta L}{\frac{8\mu_v L_{eff}}{\pi \rho_v R_v^4 h_{lv}} + \frac{\mu_l L_{eff}}{\rho_l S_l K h_{lv}}} \quad (1.28)$$

### 1.4.3 La limite d'entraînement (cas particulier des caloducs tournants)

Il est très difficile de calculer la limite d'entraînement de manière précise. En effet, il existe de nombreuses corrélations permettant de l'approcher mais celles-ci présentent une grande disparité et vu le peu de résultats expérimentaux existants, elles sont à utiliser avec beaucoup de précautions. Romestant [3] a fait une revue détaillée de ces corrélations et des modèles traitant de la limite d'entraînement. Citons, par exemple, Imura *et al.* [28] qui ont montré, en passant en revue les résultats de huit études différentes, que les corrélations existantes avaient des champs d'application très restreints. Ils ont alors proposé une amélioration de ces corrélations pour limiter à 30% leur incertitude par rapport aux résultats expérimentaux.

Nous pouvons tout de même citer un exemple de corrélation proposée par Faghri [11] qui est parmi les plus utilisées :

$$Q_{ent} = A_v h_{lv} \left( \frac{\sigma \rho_v}{2R_{h,w}} \right)^{1/2} \quad (1.29)$$

avec  $A_v$  la section de passage de la vapeur,  $R_{h,w}$  un rayon hydraulique “équivalent” dépendant du système étudié.

Cette corrélation, comme d’autres, présente l’intérêt de pouvoir déterminer rapidement un ordre de grandeur de la limite d’entraînement mais elle n’est pas suffisamment précise pour être totalement fiable. La détermination exacte de cette limite constitue donc un problème qu’il reste à résoudre.

Nous avons donc essayé de procéder à une analyse phénoménologique du comportement de cette limite dans le cas du caloduc tournant.

En effet, pour ce dernier, la vitesse longitudinale de l’écoulement de la vapeur est assez grande, et ce d’autant plus que les vitesses de rotation mises en jeu sont importantes. On peut alors penser que la contrainte de cisaillement au niveau de l’interface liquide/vapeur devient importante et qu’elle peut entraîner l’arrachement des gouttelettes liquides. Cependant, la force centrifuge contrecarre ce phénomène : sous l’effet de la rotation du caloduc, les gouttelettes vont avoir tendance à être “plaquées” contre la paroi du caloduc.

Par conséquent, par cette analyse simple et uniquement qualitative, nous pouvons penser que la limite d’entraînement n’intervient pas dans l’utilisation des caloducs tournants lorsque ceux-ci sont utilisés dans des conditions “normales” de fonctionnement, en particulier pour les plus fortes vitesses de rotation.

## 1.5 Conclusion du chapitre 1

Ce chapitre a permis d’introduire le concept de caloduc et de nous intéresser aux deux systèmes qui vont être étudiés de manière plus approfondie dans les chapitres 3 et 4 : les caloducs à rainures axiales et les caloducs tournants. Préalablement à ces développements, nous avons besoin d’introduire un certain nombre de définitions et d’explications concernant les phénomènes physiques mis en jeu aux plus petites échelles dans les systèmes diphasiques, et plus particulièrement dans les caloducs. Nous allons tâcher d’affiner notre compréhension des mécanismes essentiels au transfert de chaleur et de masse au sein des ces deux types de caloduc à vocation d’application industrielle importante. Cette revue constitue l’objet du chapitre 2 qui présente l’aspect le plus fondamental du travail réalisé au cours de cette thèse.



# Chapitre 2

## Phénomènes physiques mis en jeu dans les caloducs

### 2.1 Introduction

Cette partie va nous permettre de définir et d'expliquer un certains nombres de phénomènes physiques se situant à des petites échelles et qui sont à la base du fonctionnement des caloducs dans leur globalité.

Nous commencerons par définir la notion de capillarité et l'ensemble des phénomènes qui s'y rapportent. Nous nous intéresserons ensuite, dans la partie 2.3, à la pression de disjonction qui intervient au niveau de l'accrochage du ménisque à la paroi lorsque l'épaisseur du film de liquide se rapproche des dimensions moléculaires. Puis, nous expliquerons en détails les phénomènes d'évaporation et de condensation au niveau d'une interface liquide/vapeur en proposant notamment une expression du coefficient d'évaporation/condensation. Ces développements concernent directement le chapitre 3 de ce mémoire et seront donc à mettre en relation avec ce dernier.

Enfin, nous exposerons les phénomènes de thermoconvection qui peuvent se produire dans les deux technologies que nous étudions dans cette thèse, à savoir les caloducs à rainures axiales et les caloducs tournants.

### 2.2 La capillarité

La capillarité, comme son nom l'indique, intervient notamment dans les caloducs à pompage capillaire et donc dans la technologie qui nous intéresse dans ce travail : le caloduc à rainures axiales. Dans cette partie, sont présentés les phénomènes de tension de surface

et de mouillabilité d'un fluide sur une paroi ; on exposera notamment la démonstration de la relation de Young-Laplace, déjà utilisée dans le chapitre 1 et qui permet de quantifier le pompage capillaire. Enfin, nous exposerons dans une dernière section, au travers de différents exemples, quelques applications de la capillarité dans la vie quotidienne.

### 2.2.1 Définition et mise en évidence de la tension de surface :

Dans une phase condensée (liquide), il existe des interactions attractives entre les différentes molécules (cf. figure 2.1). Dans le cas où le liquide possède une surface libre, les molécules loin de la surface possèdent de nombreuses voisines et donc une énergie d'interaction importante.

Par contre, les molécules à la surface ont beaucoup moins d'énergie d'interaction. Pour pallier ce défaut d'énergie, une énergie de surface entre en jeu. La tension de surface  $\sigma$  représente cette énergie par unité de surface.

En effet, au niveau de cette interface, tout se passe comme s'il fallait briser des liaisons entre molécules et donc fournir une énergie  $E$  suffisante pour la former. Pour créer une surface d'interface  $S$ , il faut une énergie :

$$E = \sigma S \quad (2.1)$$

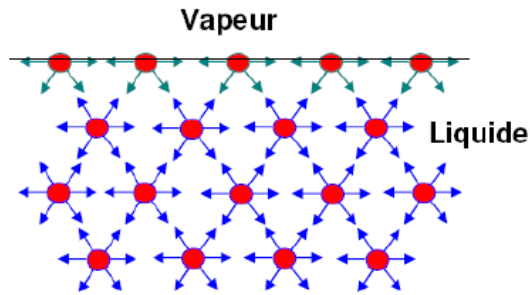


FIG. 2.1 – Forces d'interaction entre molécules à la surface et au sein d'un liquide

Le coefficient de proportionnalité entre la surface et l'énergie à fournir est appelée la tension de surface et se note  $\sigma$ . Cette dernière est homogène à une énergie surfacique ou à une force par unité de longueur. Son unité est donc soit le  $\text{J.m}^{-2}$  soit le  $\text{N.m}^{-1}$ .

Afin de mettre en évidence un exemple [29] où la tension de surface se manifeste comme une force par unité de longueur, on peut considérer une baguette de verre recourbée de manière à constituer trois côtés d'un rectangle ; une autre baguette, mobile, constitue le quatrième côté du rectangle (figure 2.2). Ce montage est plongé dans du liquide glycérique de manière à former une lame de liquide rectangulaire. On constate que, dès que le montage

est retiré du liquide, la tige mobile se déplace spontanément vers le liquide : la surface liquide tend à diminuer pour abaisser son énergie surfacique.

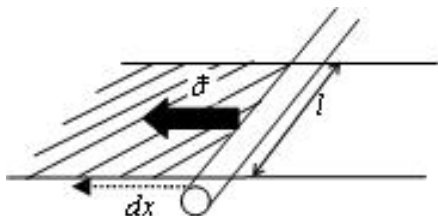


FIG. 2.2 – Manifestations de la tension superficielle : force normale au déplacement de la ligne (fil, tige) [29]

Si la baguette mobile se déplace d’une distance  $dx$ , le travail fourni est :

$$\delta W = F dx = \sigma l dx \tag{2.2}$$

Par conséquent,  $\sigma$  est une force par unité de longueur dirigée vers le liquide et dans le plan de la surface.

Aux petites échelles, les tensions de surface ne peuvent pas être négligées. Fowkes [30] a montré que la tension de surface est la somme de deux contributions :

- les forces de dispersion,
- les forces spécifiques d’attraction de type liens métalliques et liens hydrogènes. Elles sont d’autant plus grandes que les attractions entre molécules sont importantes.

Le tableau 2.1 donne des ordres de grandeur de tension de surface liquide/vapeur pour différents liquides à température ambiante. Les données répertoriées dans ce tableau sont issues de [29].

Liquide	Ammoniac	Ethanol	Acétone	Eau	Mercure
$\sigma (mJ.m^{-2})$	23	23	24	72	485

TAB. 2.1 – Tension de surface de quelques fluides usuels à la température ambiante (20°C)

### 2.2.2 Angle de contact et mouillabilité

La tension de surface existe entre tout type d’interfaces. Il existe donc trois types de tensions qui sont :



- la tension de surface solide/liquide  $\sigma_{sl}$
- la tension de surface solide/vapeur  $\sigma_{sv}$
- la tension de surface liquid/vapeur  $\sigma_{lv}$

Chaque tension de surface est tangente à l'interface concernée. Dans un système à trois phases, le point d'application des tensions de surface se situe au niveau du point de contact de ces trois phases.

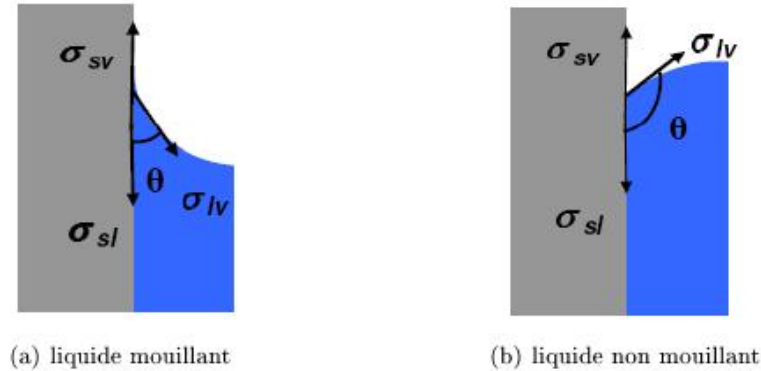


FIG. 2.3 – Positionnement de l'angle d'accrochage en fonction de la mouillabilité du fluide

Lorsque l'on dépose une goutte de liquide sur une paroi solide, une calotte sphérique se forme et un équilibre se crée au niveau des points d'accrochage entre les trois phases liquide, solide et vapeur ou gazeuse. La figure 2.3 illustre la répartition des trois types de tension qui déterminent la forme de l'interface au niveau de la zone d'accrochage du ménisque. Cette dernière est caractérisée par un angle de contact entre la tangente à la surface liquide/solide et la tangente à l'interface liquide/vapeur.

L'équilibre des trois tensions de surface projetées sur le plan solide aboutit à la relation de Young-Dupré (1805) :

$$\sigma_{lv} \cos \theta = \sigma_{sv} - \sigma_{sl} \quad (2.3)$$

A contrario, dans la direction normale au plan, la somme des tensions de surface n'est pas nulle : il existe une petite déformation du solide qui permet d'exercer une force de rappel élastique ; cette force est d'intensité très faible pour les composés courants, et elle est par conséquent supposée négligeable [7].

Enfin, on peut définir le paramètre d'imprégnation ([29]),  $I$ , tel que :

$$I = \sigma_{sv} - \sigma_{sl} \quad (2.4)$$

Lorsque  $I$  est positif, d'après la relation (2.3),  $\theta$  est compris entre 0 et 90 °, le liquide est dit mouillant. Au contraire, quand  $I$  est négatif,  $\theta$  est compris entre 90 et 180 °, le liquide est alors dit non-mouillant.

Pour un liquide mouillant, l'énergie de surface de la paroi est plus élevée en présence de la phase vapeur que de la phase liquide. En effet,  $I$  est positif donc  $\sigma_{sv} > \sigma_{sl}$ . Ainsi, si de la surface mouillée remplace de la surface sèche, la paroi abaisse son énergie (cf. [29]) : l'utilisation d'un liquide mouillant permet de diminuer l'énergie de paroi en évitant son assèchement.

Dans le cadre de l'utilisation d'un caloduc à pompage capillaire, cette propriété devient fondamentale car elle permet d'imposer une courbure de l'interface liquide/vapeur entre deux points d'accrochage (cf. figure 2.4) séparés par une faible distance. Le raccordement entre les deux tangentes se produit alors en minimisant la surface du ménisque, ce qui conduit à un arc de cercle si l'on néglige les effets de la gravité entre le haut et le bas du ménisque. Cette courbure de l'interface génère des forces qui sont compensées par une différence de pression entre la phase vapeur et la phase liquide dont nous allons détailler l'expression.

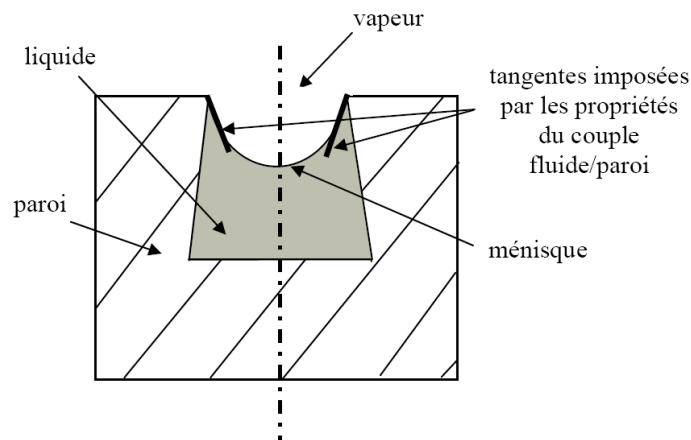


FIG. 2.4 – Visualisation de la courbure du ménisque pour un couple fluide/paroi donné

### 2.2.3 Equilibre d'une membrane liquide - loi de Young-Laplace

On cherche ici à caractériser le saut de pression engendré de part et d'autre de l'interface par sa déformation en fonction de la tension de surface. Pour cela on étudie l'équilibre mécanique d'un petit élément d'une interface liquide/vapeur, représenté sur la figure 2.5 :

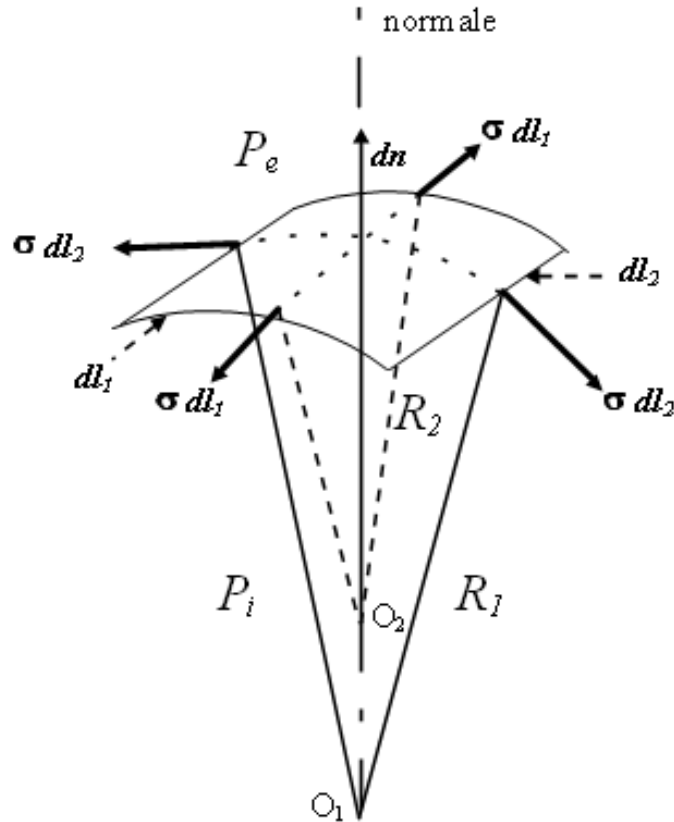


FIG. 2.5 – Equilibre mécanique d’une interface liquide/vapeur

où :

- $dl_1$  et  $dl_2$  sont deux directions orthogonales dans le plan de l’interface,
- $R_1$  et  $R_2$  sont les deux rayons de courbure dans les plans définis respectivement par  $dl_1$  et  $dl_2$  et par la normale à la surface<sup>1</sup> (centrés sur  $O_1$  et  $O_2$ ),
- $p_e$  et  $p_i$  sont les pressions de part et d’autre de l’interface.

Dans le plan défini par  $dl_1$  (respectivement  $dl_2$ ) et la normale à la surface  $dn$ , on a la configuration représentée par la figure 2.6 :

<sup>1</sup>Dans cette configuration, on suppose que les rayons  $R_1$  et  $R_2$  sont constants et définissent donc un arc de cercle parfait pour la surface élémentaire considérée.

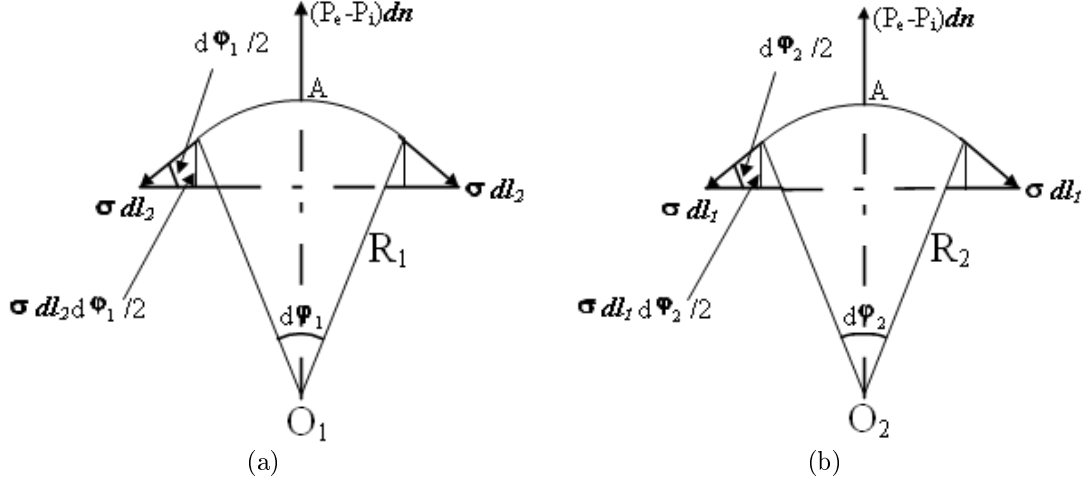


FIG. 2.6 – Equilibre de l'interface liquide-vapeur (a) dans le plan défini par  $dl_1$  et la normale à la surface et (b) dans le plan défini par  $dl_2$  et la normale à la surface

On écrit l'équilibre mécanique de la surface, au point A, en le projetant sur la normale au plan de l'interface (avec  $\sin(d\varphi_1/2) \approx d\varphi_1/2$  et  $\sin(d\varphi_2/2) \approx d\varphi_2/2$ ) :

$$p_i dl_1 dl_2 - p_e dl_1 dl_2 - 2\sigma dl_2 \frac{d\varphi_1}{2} - 2\sigma dl_1 \frac{d\varphi_2}{2} = 0 \quad (2.5)$$

Or, d'après la figure 2.6, on a :

$$\begin{cases} dl_1 = R_1 d\varphi_1 \\ dl_2 = R_2 d\varphi_2 \end{cases} \quad (2.6)$$

En multipliant la relation (2.5) par  $d\varphi_1 d\varphi_2$  et en y intégrant les relations (2.6), on obtient :

$$p_i R_1 R_2 - p_e R_1 R_2 - \sigma R_2 - \sigma R_1 = 0 \quad (2.7)$$

Finalement avec (2.7), on obtient la relation généralisée de Young-Laplace :

$$p_i - p_e = \sigma \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (2.8)$$

Cette relation caractérise le saut de pression à l'interface entre deux fluides en fonction des rayons de courbure principaux du ménisque.

### 2.2.4 La longueur capillaire

En comparant les effets de tension de surface et les effets de gravité sur l'interface, on peut définir une longueur capillaire  $\kappa^{-1}$ . Nous allons nous baser sur le travail de Carey [31] pour en définir l'expression. Pour cela, nous considérons la situation de la figure (2.7) qui représente l'évolution d'un ménisque sur une paroi solide.

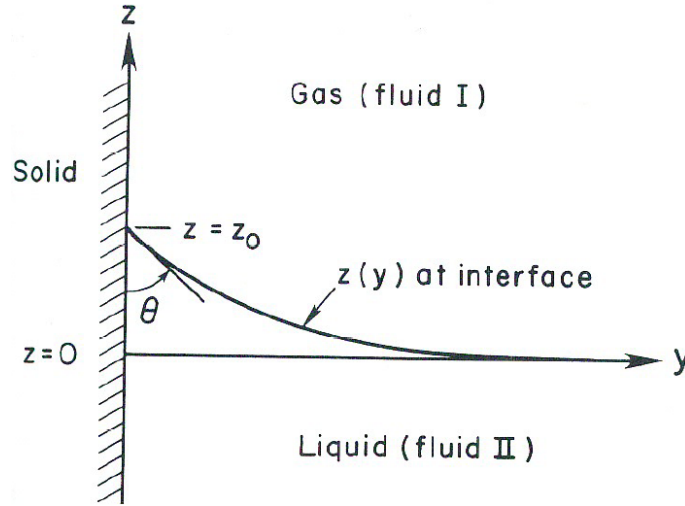


FIG. 2.7 – Zone d'accrochage du ménisque à la paroi [31]

Par souci de simplification, on ne considère que le cas 2 D : les variations de la courbure du ménisque ne sont prises en compte que dans un seul sens, comme c'est le cas dans une rainure de caloduc. Si les deux courbures étaient considérées, les étapes de calcul seraient évidemment similaires à ce qui va être présenté<sup>2</sup>. Avec les notations de l'équation (2.8), on a :

$$\frac{1}{R_1} = \frac{d^2z/dy^2}{[1 + (dz/dy)^2]^{3/2}} \quad (2.9)$$

$$\frac{1}{R_2} = 0 \quad (2.10)$$

Si on remplace  $R_1$  et  $R_2$  par leurs expressions dans l'équation de Young-Laplace (2.8), appliquée à l'équilibre d'une interface liquide/vapeur, on obtient :

$$P_v - P_l = \frac{\sigma d^2z/dy^2}{[1 + (dz/dy)^2]^{3/2}} \quad (2.11)$$

<sup>2</sup>L'inverse du rayon de courbure de la surface, en fonction de  $y$ , est défini par la variation locale de la hauteur  $z$  de l'interface par rapport à  $y$ .

Les variations de la pression hydrostatique du liquide et de la vapeur amènent aux expressions suivantes de la pression dans les phases vapeur et liquide :

$$P_v = P_0 - \rho_v g z \quad (2.12)$$

$$P_l = P_0 - \rho_l g z \quad (2.13)$$

avec  $P_0$  la pression de l'interface liquide/vapeur loin de la paroi verticale.

En insérant les équations (2.12) et (2.13) dans (2.11), on a :

$$\frac{(\rho_l - \rho_v) g z}{\sigma} - [1 + z'^2]^{-3/2} z'' = 0 \quad (2.14)$$

où le signe ' représente la dérivée de  $z$  par rapport à  $y$ .

En multipliant l'équation précédente par  $z'$  et en intégrant on obtient :

$$\frac{(\rho_l - \rho_v) g z^2}{2\sigma} + [1 + z'^2]^{-1/2} = C \quad (2.15)$$

Déterminons maintenant la constante  $C$ . On remarque que lorsque  $z$  et  $z'$  tend vers 0,  $C = 1$ .

A  $y = 0$ ,  $z'$  est donné par la valeur de l'angle d'accrochage à la paroi :

$$z'(0) = \cotan\theta \quad (2.16)$$

L'équation (2.15) peut alors être résolue avec les conditions  $C = 1$  et (2.16) pour  $z(0)$  :

$$z_0 = z(0) = \left[ \frac{2\sigma(1 - \sin\theta)}{(\rho_l - \rho_v)g} \right]^{1/2} \quad (2.17)$$

On peut remarquer que  $z_0$  est la hauteur à laquelle le liquide peut monter le long de la paroi. En utilisant l'équation (2.17) comme condition limite, l'intégration de l'équation (2.15) donne la relation suivante qui permet de caractériser la forme de l'interface soumise aux forces capillaires :

$$\frac{y}{\kappa^{-1}} = ch^{-1} \left( \frac{2\kappa^{-1}}{z} \right) - ch^{-1} \left( \frac{2\kappa^{-1}}{z_0} \right) + \left( 4 + z_0^2 / (\kappa^{-1})^2 \right)^{1/2} - \left( 4 + z^2 / (\kappa^{-1})^2 \right)^{1/2} \quad (2.18)$$

avec

$$\kappa^{-1} = \sqrt{\frac{\sigma}{(\rho_l - \rho_v)g}} \quad (2.19)$$

Cette échelle caractéristique du problème est appelée longueur capillaire : elle compare les effets des forces capillaires et à ceux de la gravité.

On peut noter que les effets capillaires sur le ménisque sont prépondérants pour des échelles inférieures à la longueur capillaire  $\kappa^{-1}$ , ce qui est le cas dans l'étude des caloducs rainurés ([29]).

Au-delà de cette longueur, la gravité n'est plus négligeable et les effets capillaires le deviennent. La figure 2.8 illustre ce comportement :

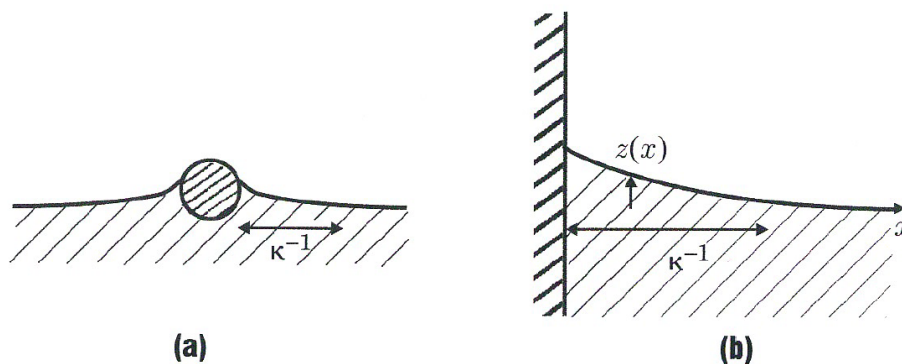


FIG. 2.8 – Influence des effets capillaires sur l'interface liquide/vapeur selon la longueur capillaire : au-delà de la longueur capillaire, les effets capillaires sont négligeables et la surface du liquide redevient "horizontale" [29]

Le tableau 2.2 présente des valeurs typiques de longueur capillaire pour différents fluides à 20 °C. On peut voir que les valeurs de cette longueur sont dépendantes des fluides considérés mais sont de l'ordre de 1 à 3 mm pour les fluides courants utilisés dans les systèmes diphasiques.

Liquide	Ammoniac	Ethanol	Acétone	Eau
$\kappa^{-1} (mm)$	1,97	1,72	1,76	2,67

TAB. 2.2 – Exemple de longueurs capillaires de quelques fluides usuels à la température ambiante (20°C)

### 2.2.5 La capillarité dans la vie quotidienne

La capillarité est observable dans la vie courante. Nous pouvons citer trois exemples dans lesquels elle joue un rôle important :

- on peut observer que si l'on imbibe un morceau de sucre avec du café (cf. figure 2.9-(a)), ce dernier "remonte" par capillarité jusqu'en haut du morceau de sucre : la capillarité "vainc" la gravité,
- lorsqu'un liquide posé sur une surface est non-mouillant, l'angle de contact entre le ménisque et la paroi est, comme nous l'avons vu supérieur à  $90^\circ$  ; si l'on reste à des longueurs très inférieures à la longueur capillaire, le fluide prend une forme de goutte. La goutte est alors quasi sphérique afin de minimiser son énergie de surface (cf. figure 2.9-(b)),
- nous pouvons aussi citer les insectes qui "marchent" sur l'eau (cf. figure 2.9-(c)) : ici, la force de tension de surface est assez forte pour combattre la gravité et permettre aux pattes des insectes de ne pas s'enfoncer dans l'eau .



(a)



(b)



(c)

FIG. 2.9 – Quelques exemples de capillarité dans la vie quotidienne

## 2.3 Equilibre mécanique des films minces : définition de la pression de disjonction

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à la zone de contact du ménisque à la paroi à l'échelle microscopique. Nous allons expliquer comment le film de liquide reste en équilibre mécanique et de la même façon que nous avons traité de l'équilibre du ménisque à l'échelle "macroscopique", nous allons introduire le phénomène physique qui explique le saut de pression entre la vapeur et le liquide à l'interface, appelé la pression de disjonction. Cette



partie est à relier directement avec le modèle de micro-région exposé dans le chapitre 3 de ce mémoire.

La pression de disjonction est un des phénomènes physiques fondamentaux qui permet de décrire le comportement d'un film mince (de dimensions moléculaires) sur une paroi solide.

Comme nous l'avons dit, dans le cadre de l'utilisation des caloducs, il est important d'utiliser un fluide mouillant pour que la paroi ne s'assèche pas. Un film mince mouille alors la paroi et des forces intermoléculaires interviennent entre les molécules à l'interface liquide/vapeur et celles de la paroi. Ces forces sont d'autant plus importantes que l'épaisseur du film - c'est-à-dire la distance séparant les molécules de la paroi et celles du liquide au niveau de l'interface - est faible. Elles sont appelées interactions à longue portée ou forces de van der Waals. Lorsque l'on se situe aux petites échelles, ce sont des forces attractives qui augmentent au fur et à mesure que la distance entre les molécules diminuent.

On peut distinguer, en fonction de la nature des moments dipolaires des molécules constituant le liquide, trois types différents d'interactions de van der Waals :

- les interactions d'orientation : elles découlent d'une interaction intermoléculaire entre deux dipôles permanents que présentent les molécules polaires,
- les interactions d'induction qui se manifestent entre une molécule polaire et une molécule apolaire,
- les interactions de type London qui apparaissent entre tous les types de molécules, qu'elles soient polaires ou apolaires. Ce sont celles-ci que nous utiliserons dans notre modélisation.

La pression de disjonction, dont le concept a été introduit par Derjaguin en 1955, permet de quantifier les interactions qui ont lieu entre un film liquide et ses interfaces. Pour des films liquides de faibles épaisseurs, les forces intermoléculaires intervenant entre les interfaces liquide/vapeur et liquide/solide provoquent une diminution de la pression de liquide : la différence de pression entre les phases vapeur et liquide est appelée pression de disjonction  $P_d$ . A la manière de la pression hydrostatique qui équilibre la gravité, la pression de disjonction équilibre les forces intermoléculaires. Elle s'oppose à une trop forte diminution de l'épaisseur du film liquide afin de limiter l'augmentation de l'énergie surfacique de la paroi. Ainsi, à l'interface liquide/vapeur, on a, lorsque l'interface est "plate" (c'est-à-dire lorsque l'on peut négliger les effets capillaires), la relation (2.20) qui est analogue à celle de Young-Laplace (2.8) :

$$P_d = P_v - P_l \quad (2.20)$$

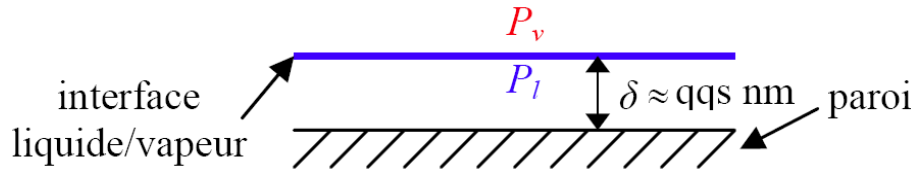


FIG. 2.10 – Equilibre d’un film de faible épaisseur sur une paroi solide

Comme il est stipulé plus haut, les films pour lesquels la pression de disjonction est à prendre en compte sont des films dits “minces”. Ces films ont des épaisseurs maximales qui peuvent aller de quelques nanomètres à une centaine de nanomètres (cf. figure 2.10). Bien évidemment, ceci n’est qu’un ordre de grandeur et l’épaisseur des films minces varie en fonction des problèmes traités.

Pour déterminer l’expression de  $P_d$ , de nombreux modèles existent, prenant en compte les forces intermoléculaires à longue portée (présentées ci-dessus) mais aussi les forces intermoléculaires à courte portée et tenant compte du caractère polaire ou apolaire des molécules du fluide considéré.

Dans l’ensemble de l’étude présentée ici, on ne tiendra pas compte des forces intermoléculaires à courte portée, négligeables par rapport aux forces intermoléculaires à longue portée dans la plupart des problèmes étudiés et particulièrement dans le nôtre (avec les fluides étudiés ici : l’ammoniac, le méthanol...).

Citons par exemple le modèle de Derjaguin *et al.* [32] qui propose une expression générale pour la pression de disjonction dans le cas de liquide apolaire :

$$P_d = \frac{A_1}{\delta^2} + \frac{A_2}{\delta^3} \quad (2.21)$$

où  $\delta$  représente l’épaisseur de film liquide (cf. figure 2.10) et  $A_1$  et  $A_2$  des constantes .

Dans l’équation (2.21), le premier terme  $A_1/\delta^2$  correspond aux forces issues d’un potentiel engendré par une phase vapeur et une phase solide ayant des charges électrostatiques différentes tandis que le deuxième terme  $A_2/\delta^3$  correspond aux forces intermoléculaires de type Van der Waals.

Cependant, pour un liquide non polaire et électriquement neutre, nous pouvons utiliser l’expression de la pression de disjonction plus simple donnée par Potash et Wayner [33] :

$$P_d = \frac{A}{\delta^3} \quad (2.22)$$

où  $A$  est appelée constante de dispersion.

Pour des liquides qui ont un moment dipolaire très élevé, en particulier pour l’eau, l’expression de la pression de disjonction est très différente de celle donnée par la relation (2.21).

Khrustalev [34], Holm *et al.* [35] et Ma *et al.*[36] recommandent d'utiliser l'expression suivante :

$$P_{d,eau} = \rho_l r_g T_{lv} \left[ 1, 5336 \left( \frac{\delta}{3,3} \right)^{0,0243} \right] \quad (2.23)$$

Cependant, il est à noter que, même pour l'eau, d'autres auteurs [37, 38] adoptent l'expression (2.22) avec des valeurs du coefficient  $A$  qui diffèrent selon la nature de la paroi solide.

Il est néanmoins généralement admis que l'expression (2.22) reste valable pour l'ammoniac et pour le méthanol, par exemple, fluides pourtant polaires [11, 34, 2, 39] : c'est cette dernière qui sera utilisée dans la suite de notre travail, dans le chapitre 3.

Cette pression de disjonction peut atteindre des valeurs très importantes, voire être supérieure à  $P_{sat}$ . La relation (2.20) implique alors que la pression du liquide  $P_l$  soit négative : d'un point de vue macroscopique, cela correspond à des interactions attractives qui peuvent avoir lieu entre les molécules de l'interface et la paroi. Ces forces résultent du caractère mouillant du liquide sur la paroi et du fait qu'on est en zone de proche paroi.

## 2.4 Evaporation/condensation au niveau d'une interface liquide/vapeur

### 2.4.1 Phénoménologie de l'évaporation/condensation

Le changement de phase liquide/vapeur est dû à une différence de potentiel chimique entre les deux phases au niveau de l'interface.

Quand les molécules de liquide, qui arrivent à proximité de l'interface ont une énergie cinétique assez grande, les interactions attractives sont rompues et elles peuvent passer dans le milieu gazeux. De la même façon, les molécules de la phase gazeuse, qui se déplacent naturellement, peuvent avoir une énergie cinétique suffisamment grande pour traverser l'interface et se retrouver dans la phase liquide. Lorsque l'on se trouve aux conditions de saturation, le nombre de molécules dites "évaporées" est égal au nombre de molécules dites "condensées". On dit alors qu'il y a égalité des potentiels chimiques entre les deux phases au niveau de l'interface. En revanche, lorsque l'une ou l'autre des deux phases s'éloigne des conditions de saturation ( $P_{sat}$ ,  $T_{sat}$ ), il y a un déséquilibre entre la quantité de vapeur condensée et la quantité de liquide évaporée, ce qui entraîne des phénomènes macroscopiques d'évaporation ou de condensation.

Deux facteurs principaux favorisent l'évaporation :

- une augmentation de température du liquide a pour effet d'augmenter l'énergie cinétique de ses molécules et de faciliter la rupture des interactions entre les molécules qui arrivent à l'interface,
- une diminution de pression de la vapeur a pour effet de diminuer son nombre de molécules et donc de diminuer leurs collisions avec l'interface. Par conséquent, quand  $P_v$  diminue, la quantité de vapeur condensée diminue et comme le flux net d'évaporation résulte de la différence entre évaporation et condensation, par voie de conséquence, l'évaporation augmente.

Dans le cas des caloducs, lorsque l'équilibre est atteint entre les deux phases, l'écoulement des phases fait qu'il y a évaporation lorsque le liquide arrive à l'interface liquide/vapeur qui est aux conditions de saturation ( $P_{sat}, T_{sat}$ ), le liquide étant très légèrement plus chaud que  $T_{sat}$  immédiatement au voisinage de l'interface.

### 2.4.2 Evaluation du coefficient de changement de phase

A l'interface liquide/vapeur, nous pouvons définir un coefficient de changement de phase qui permet de quantifier le flux d'évaporation ou de condensation macroscopique entre le liquide surchauffé et la vapeur saturante de part et d'autre de l'interface.

Pour évaluer ce coefficient, nous allons nous servir de la théorie cinétique des gaz parfaits.

On considère pour cela une surface d'analyse décrite sur la figure 2.11 située dans la phase vapeur mais très proche de l'interface liquide/vapeur. Un bilan des flux massiques traversant cette surface de référence peut être effectué. Si nous ne sommes pas à l'équilibre thermodynamique (c'est-à-dire que les phases vapeur et liquide sont à des pressions et des températures différentes), le bilan des flux n'est pas nul : il correspond soit à un flux d'évaporation (si la phase vapeur est plus froide que la phase liquide) soit à un flux de condensation (si la phase vapeur est plus chaude que la phase liquide).

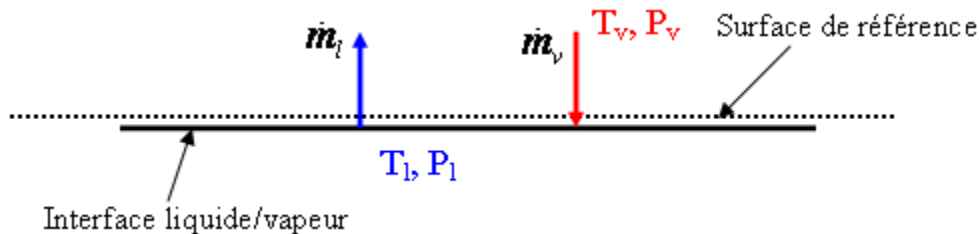


FIG. 2.11 – Bilan de flux à l'interface liquide vapeur

On aura donc un débit net (positif dans le cas de l'évaporation et négatif dans le cas de la condensation) :

$$\dot{m}_{net} = \dot{m}_l - \dot{m}_v \quad (2.24)$$

Carey [31] a montré que, lorsque la phase vapeur est à l'équilibre thermodynamique, le flux traversant la surface d'analyse et provenant soit du demi-espace supérieur (ne concernant que la phase vapeur) soit du demi-espace inférieur (concernant la phase vapeur qui "rebondit" sur l'interface et la phase liquide évaporée) est donné par la relation :

$$\dot{m}_i = \left( \frac{M}{2\pi R_g} \right)^{1/2} \frac{P_i}{\sqrt{T_i}} \quad (2.25)$$

avec  $i=l, v$ .

La surface d'analyse étant située très près de l'interface liquide/vapeur, on considère que la phase vapeur provenant de l'interface liquide/vapeur est à la température du liquide  $T_l$  et à la pression de saturation correspondante  $P_l$ . On se sert donc du bilan proposé par l'équation (2.24) en y insérant l'équation (2.25). Ceci étant posé, cette dernière équation n'est valable que pour un fluide à l'équilibre thermodynamique, on devra donc y apporter des corrections lorsque ce fluide n'est plus à l'équilibre.

A partir des travaux de Schrage [40], pour un gaz animé d'une vitesse moyenne non nulle, Carey [31] a défini un nombre adimensionnel caractérisant le rapport entre la vitesse moyenne du gaz et une vitesse d'agitation thermique :

$$a_g = \frac{W_0}{\sqrt{\frac{2R_g T}{M}}} \quad (2.26)$$

avec  $a_g$  la vitesse d'agitation thermique et  $W_0$  la vitesse moyenne du gaz.

On a  $W_0 > 0$  dans le cas de la condensation et  $W_0 < 0$  dans le cas de l'évaporation.

Pour tenir compte du fait que les phases ne sont pas à l'équilibre, une fonction de correction, à introduire dans (2.25), est alors déterminé à partir de la quantité  $a_g$  :

$$\Psi(a_g) = \exp(a_g^2) + a_g \sqrt{\pi} (1 + \operatorname{erf}(a_g)) \quad (2.27)$$

avec  $\operatorname{erf}$  représentant la fonction d'erreur définie par :  $\operatorname{erf}(a) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^a e^{-\xi^2} d\xi$

On obtient alors en ajoutant ce facteur de correction dans l'équation (2.25), un nouveau débit défini par :

$$\dot{m}_i^* = \Psi(a_g) \left( \frac{M}{2\pi R_g} \right)^{1/2} \frac{P}{\sqrt{T}} \quad (2.28)$$

Une évaluation de la vitesse moyenne du gaz peut être faite à partir de la densité surfacique thermique  $\dot{q}$  de flux évacuée par changement de phase :

$$W_0 = \frac{\dot{q}}{\rho_v h_{lv}} \quad (2.29)$$

La surface de référence étant très proche de l'interface liquide/vapeur, on considère donc que la vapeur quitte l'interface à une vitesse moyenne nulle. Par conséquent, on obtient l'égalité suivante, le débit provenant du liquide n'étant pas corrigé :

$$\dot{m}_{net}^* = \dot{m}_l - \dot{m}_v^* \quad (2.30)$$

Pour relier les deux débits intervenant dans l'équation (2.30), on utilise une notion macroscopique : les coefficients d'accommodation ; on peut en définir deux :

- $\hat{\sigma}_e$  qui correspond à la proportion de molécules évaporées par rapport à la totalité des molécules traversant la surface d'analyse vers la phase vapeur,
- $\hat{\sigma}_c$  qui correspond à la proportion de molécules condensées.

Etant donné le manque de données théoriques et expérimentales, on fait généralement la simplification suivante :

$$\hat{\sigma}_c = \hat{\sigma}_e = \hat{\sigma} \quad (2.31)$$

La valeur du coefficient d'accommodation est difficile à déterminer de façon sûre. Citons Marek et Straub [41] qui ont référencé de nombreuses études expérimentales concernant la détermination de ce coefficient pour l'eau. Les valeurs obtenues sont très disparates (de  $2 \cdot 10^{-4}$  à 1) et montrent la difficulté d'évaluation d'un tel coefficient : Marek et Straub invoquent alors que l'erreur majoritaire provient probablement des difficultés de mesure de températures. Devant l'incertitude liée à ces études, ils préconisent d'utiliser la valeur  $\hat{\sigma} = 1$ .

On obtient alors, par un bilan global, le flux net traversant notre surface de référence en combinant les équations (2.25), (2.28) et (2.31) :

$$\dot{m}_{net}^* = \left( \frac{M}{2\pi R_g} \right)^{1/2} \left( \hat{\sigma} \frac{P_l}{\sqrt{T_l}} - \hat{\sigma} \Psi(a_g) \frac{P_v}{\sqrt{T_v}} \right) \quad (2.32)$$

De plus, en considérant que le liquide et la vapeur sont à la pression de saturation correspondant à leur température, on peut écrire la relation suivante :

$$\dot{q} = \dot{m}_{net}^* h_{lv} = h_{lv} \left( \frac{M}{2\pi R_g} \right)^{1/2} \left( \hat{\sigma} \frac{P_{sat}(T_l)}{\sqrt{T_l}} - \hat{\sigma} \Psi(a_g) \frac{P_{sat}(T_v)}{\sqrt{T_v}} \right) \quad (2.33)$$

avec  $\dot{q}$  le flux surfacique d'évaporation en  $\text{W.m}^{-2}$ .

Cependant pour des petites valeurs de  $a_g$  (inférieures à  $5.10^{-2}$ ), on peut exprimer la fonction de correction  $\psi$  sous une forme plus simple :

$$\Psi(a_g) = 1 + a_g \sqrt{\pi} \quad (2.34)$$

On considère que, pour des fluides usuels comme l'ammoniac par exemple, qui possède une pression de vapeur saturante  $P_{sat}$  (aux températures usuelles de fonctionnement des caloducs ammoniac/aluminium) élevée, l'hypothèse  $a_g < 5.10^{-2}$  est toujours vérifiée.

Finalement en combinant les équations (2.26), (2.29), (2.33) et (2.34), on obtient la relation suivante :

$$\dot{q} = \dot{m}_{net}^* h_{lv} = \left( \frac{2\hat{\sigma}}{2 - \hat{\sigma}} \right) h_{lv} \left( \frac{M}{2\pi R_g} \right)^{1/2} \left( \frac{P_{sat}(T_l)}{\sqrt{T_l}} - \frac{P_{sat}(T_v)}{\sqrt{T_v}} \right) \quad (2.35)$$

En faisant les hypothèses simplificatrices suivantes<sup>3</sup> :

$$\frac{P_{sat}(T_l) - P_{sat}(T_v)}{P_{sat}(\bar{T})} \ll 1 \quad (2.36)$$

$$\frac{T_l - T_v}{\bar{T}} \ll 1 \quad (2.37)$$

$\bar{T}$  étant la température moyenne entre  $T_l$  et  $T_v$ ; et en utilisant la relation de Clausius Clapeyron :

$$\frac{\Delta P_{lv}}{\Delta T_{lv}} = \frac{P_{sat}(T_l) - P_{sat}(T_v)}{T_l - T_v} = \frac{h_{lv}}{v_{vl} T_v} \quad (2.38)$$

avec  $v_{vl} = \frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l}$ , on obtient finalement :

$$\dot{q} = \dot{m}_{net}^* h_{lv} = \left( \frac{2\hat{\sigma}}{2 - \hat{\sigma}} \right) \left( \frac{h_{lv}^2}{v_{vl} T_v} \right) \left( \frac{M}{2\pi R_g T_v} \right)^{1/2} \left( 1 - \frac{P_{sat}(T_v) v_{vl}}{2h_{lv}} \right) \Delta T_{lv} \quad (2.39)$$

<sup>3</sup>Par exemple, pour l'ammoniac à  $T_v = 20^\circ\text{C}$ , si l'on considère un écart de températures  $\Delta T_{lv} = T_l - T_v = 2\text{K}$ , l'écart de pression  $P_{sat}(T_l) - P_{sat}(T_v)$  est de l'ordre de  $5.10^4\text{Pa}$  alors que  $P_{sat}(\bar{T}) \approx 10^6\text{Pa}$ .

Dans le cas de l'évaporation, par exemple,  $T_l$  peut être considérée comme la température de l'interface avant évaporation et  $T_v$  la température d'équilibre de l'interface après évaporation.

Le coefficient d'évaporation/condensation  $h_{int}$  est alors défini par :

$$h_{int} = \frac{\dot{q}}{\Delta T_{lv}} = \left( \frac{2\hat{\sigma}}{2 - \hat{\sigma}} \right) \left( \frac{h_{lv}^2}{\nu_{vl} T_v} \right) \left( \frac{M}{2\pi R T_{gv}} \right)^{1/2} \left( 1 - \frac{P_{sat}(T_v) \nu_{vl}}{2h_{lv}} \right) \quad (2.40)$$

C'est ce coefficient que nous utiliserons dans le chapitre 3 pour déterminer la résistance thermique à l'interface lors de l'évaporation du liquide.

## 2.5 La thermoconvection

Cette partie a pour but de décrire les phénomènes de thermoconvection qui peuvent intervenir dans la thermique des caloducs. Rossome [7] a fait une revue exhaustive de ces phénomènes et nous allons ici en présenter les deux principaux qui sont à relier avec la physique des caloducs. Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre 1, les vitesses d'écoulement des phases liquide et vapeur dans les caloducs sont généralement faibles, c'est pourquoi les phénomènes présentés dans cette partie sont liés essentiellement à la convection naturelle.

Nous allons donc nous intéresser à la convection qui peut avoir lieu lorsqu'on dépose un film liquide sur une paroi chauffée (comme c'est le cas dans les caloducs). Deux types d'effets peuvent alors intervenir : la convection de Rayleigh-Bénard (au niveau du volume liquide) et l'effet Marangoni (au niveau de l'interface liquide/vapeur) à l'origine des instabilités dans le film liquide et de l'apparition de tourbillons qui peuvent s'avérer favorables lorsqu'il s'agit des transferts dans les caloducs..

### 2.5.1 Convection de Rayleigh-Bénard

#### 2.5.1.1 Description du phénomène

Pour expliquer le phénomène de convection de Rayleigh-Bénard, nous allons d'abord expliquer dans quelles circonstances, les instabilités peuvent apparaître. On se base ici sur l'interprétation physique de Rayleigh des expériences menées par Bénard.

Si l'on considère un film de liquide entre deux plaques respectivement à températures  $T_1$  et  $T_2$ , comme illustré sur la figure 2.12, selon Rayleigh, des tourbillons peuvent apparaître sous certaines conditions.



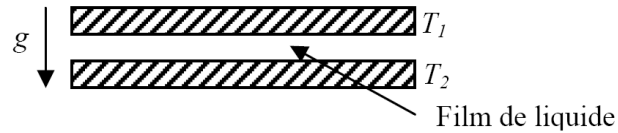


FIG. 2.12 – Schéma de l'expérience de Rayleigh-Bénard

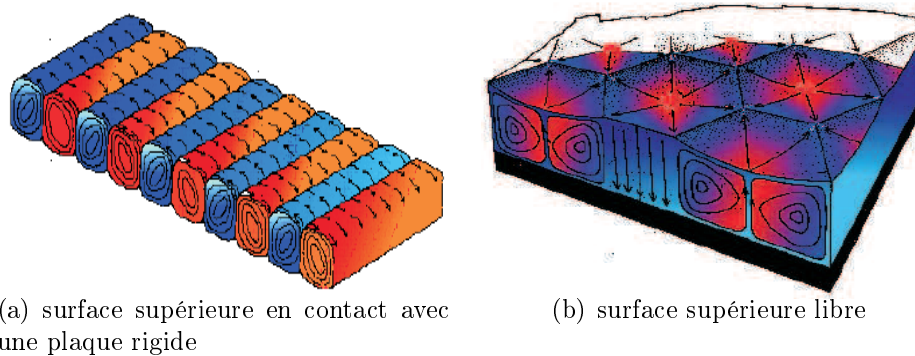
Si  $T_1 > T_2$ , la poussée d'Archimède a tendance à déplacer le liquide vers le bas (surface froide). Dans ce cas, la gravité a une fonction stabilisante et les effets de la poussée d'Archimède sont nuls. Au contraire, si  $T_1 < T_2$ , la poussée d'Archimède a tendance à faire monter le liquide ; la gravité est alors déstabilisante et des tourbillons, dit tourbillons convectifs de Rayleigh-Bénard, peuvent apparaître sous certaines conditions. Dans ce dernier cas, de nouveaux phénomènes stabilisants liés au déplacement des particules, que sont la force de traînée et la diffusion thermique, peuvent ne pas suffire lorsqu'un écart de température  $\Delta T = T_2 - T_1$  critique est atteint.

Il existe un nombre adimensionnel permettant de déterminer la transition entre un régime purement conductif (où il n'y a pas apparition des rouleaux de convection) et un régime convectif. Ce nombre, le nombre de Rayleigh  $Ra$ , est défini comme le produit du nombre de Prandtl  $Pr$ , qui compare les effets thermiques et visqueux du fluide considéré, et du nombre de Grashof  $Gr$ , qui compare la force d'Archimède aux forces visqueuses du fluide en mouvement :

$$Ra = \frac{g\beta\delta^3\Delta T}{\nu^2} \frac{\nu}{\alpha} = Gr \cdot Pr = \frac{g\beta\delta^3\Delta T}{\alpha\nu} \quad (2.41)$$

avec  $g$  l'accélération considérée,  $\beta$  le coefficient d'expansion thermique,  $\nu$  la viscosité cinématique,  $\alpha$  la diffusivité thermique et  $\delta$  l'épaisseur caractéristique de la couche de liquide.

Lorsque ce nombre est supérieur à une valeur critique  $Ra_c$ , la convection entre en jeu et des structures tourbillonnaires peuvent apparaître.



(a) surface supérieure en contact avec une plaque rigide

(b) surface supérieure libre

FIG. 2.13 – Schémas (issus de la thèse de S. Rossome [7]) des tourbillons observés par Bénard. En fonction de l'état de la surface du liquide, les tourbillons sont formés de rouleaux cylindriques (a) ou de prismes verticaux à base hexagonale (b)

### 2.5.1.2 Nombre de Rayleigh critique $Ra_c$

Le nombre de Rayleigh critique est déterminé par des expériences et dépend des conditions d'études des problèmes considérés. En effet, le cas le plus traité est un film de liquide interposé entre deux plaques chauffées en dessous et refroidie au-dessus (cf. figure 2.13-(a)). Dans ce cas, nous pouvons citer la valeur bien connue (cf. Zierep and Oertel jr. [42])  $Ra_c = 1708$ .

Dans le cas d'un fluide posé sur une paroi chauffée et possédant une surface libre (cf. figure 2.13-(b)), on a cette fois, selon Zierep et Oertel jr. [42],  $Ra_c = 1101$ .

Ces deux valeurs sont, a priori, faibles et ne divergent pas trop en fonction de la littérature. Pour des problèmes plus complexes, en particulier pour des problèmes traitant de l'évaporation ou de la condensation d'un fluide, il existe très peu de références et elles peuvent difficilement être utilisées de manière sûre. Nous pouvons citer, par exemple Song et Ewing [43] qui se sont basés sur les travaux de Zhang and Chao [44] : ces derniers ont considéré l'évaporation d'un fluide, reposant sur une paroi chauffée, dans une enceinte fermée et sans réapprovisionnement du film. Le nombre de Rayleigh critique ( $Ra_c \approx 400$ ) ainsi déterminé correspond à un régime non-stationnaire et peut donc difficilement être utilisé dans le cadre de cette thèse. Une discussion plus approfondie à ce propos est par ailleurs exposée dans le chapitre 4 de ce mémoire.

Comme tous les nombres adimensionnés issus des expériences, le nombre de Rayleigh critique  $Ra_c$  peut être soumis à caution. Cependant, dans le cas de problèmes simples, les valeurs issues de la littérature semblent fournir des résultats acceptables.

## 2.5.2 Effet Marangoni

### 2.5.2.1 Description du phénomène

Les cellules tourbillonnaires dues à la convection ont aussi été observées en l'absence d'accélération ou en condition de micro-gravité. Il existe donc un autre mécanisme qui peut les engendrer. De nombreuses études ont montré que ces tourbillons étaient dûs à la variation de la tension de surface lorsque cette dernière est soumise à un gradient de température : l'effet Marangoni.

Le principe de l'effet Marangoni peut être expliqué à l'aide de la figure 2.14.

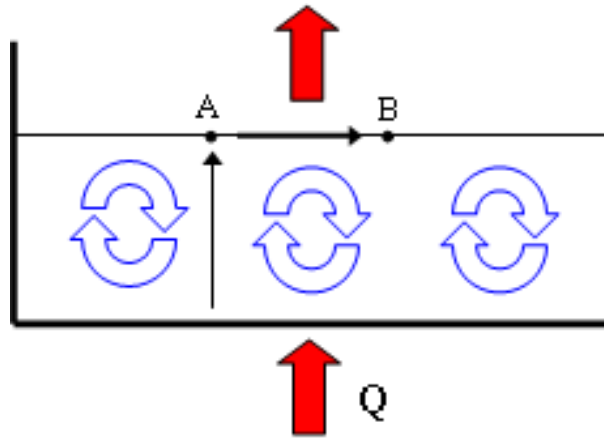


FIG. 2.14 – Schéma de principe de la phénoménologie de l'effet Marangoni

Lorsqu'une petite perturbation provoque l'augmentation localisée de la température au point A, la tension de surface (dépendant de la température) en ce point diminue, induisant un écart de tension de surface  $\Delta\sigma$  entre les points A et B à l'origine d'une variation de pression  $P_A > P_B$ . Sous l'effet de cet écart de pression, le liquide, au niveau de l'interface, va se diriger du point A vers le point B. Par conservation de la masse, c'est le liquide se situant au niveau de la paroi chauffée qui va se diriger verticalement vers le point A de l'interface. L'arrivée de ce liquide encore plus chaud, va donc accroître la différence de températures entre A et B et le gradient de tension de surface augmente encore. Par conséquent, le mouvement du fluide s'accroît et le phénomène peut s'auto-entretenir ; il en résulte un mouvement convectif du fluide qui va engendrer des tourbillons : c'est l'effet Marangoni.

Si la perturbation à l'origine de l'effet Marangoni est aléatoire, celle-ci ne peut s'amplifier que si l'état de repos du fluide est instable. Le mouvement du fluide est alors qualifié de microconvectif. Au contraire, si le gradient de tension de surface est dû à une dissymétrie géométrique du système et/ou à une asymétrie dans la distribution de chaleur ou dans la répartition des masses à l'interface, le mouvement est qualifié de macroconvectif.

Ces phénomènes peuvent être regroupés sous le terme générique de thermocapillarité. Remarquons qu'ils sont à prendre en compte pour des épaisseurs de film relativement faibles, à des échelles où les effets de tension de surface peuvent équilibrer les effets de la gravité.

Comme pour la convection de Rayleigh-Bénard, un nombre adimensionnel caractéristique peut être défini. On l'appelle nombre de Marangoni :

$$Ma = \frac{\partial\sigma}{\partial T} \frac{\delta\Delta T}{\lambda\mu} \quad (2.42)$$

où  $\partial\sigma/\partial T$  représente la variation de la tension de surface par rapport à une variation de la température,  $\delta$  une longueur caractéristique qui peut être prise égale à l'épaisseur de film liquide,  $\Delta T$  l'écart de températures correspondant à la variation de la tension de surface,  $\lambda$  la conductivité thermique et  $\mu$  la viscosité dynamique.

Au-delà d'un nombre de Marangoni critique,  $Ma_c$ , Pearson [45] a montré qu'un film liquide d'épaisseur constante et à interface non déformable, devenait instable sous l'effet de "la convection de Marangoni", en négligeant les effets de la gravité. La valeur de  $Ma_c$  est difficile à définir car elle est liée aux conditions de stabilité du film. Ces dernières sont évidemment fortement dépendantes des problèmes étudiés.

### 2.5.2.2 Observations dans la vie quotidienne

Nous pouvons citer deux exemples d'observation de l'effet Marangoni dans la vie quotidienne :

- la formation des larmes de vin sur les paroi d'un verre après l'avoir agité est causé par l'effet Marangoni. En effet, au niveau du mince film qui se dépose sur la paroi du verre, l'évaporation de l'alcool est favorisée (rapport surface/volume élevé) : il y a donc "moins" d'alcool en haut du film qu'en bas. Or, la présence d'alcool abaisse la tension superficielle de l'eau. Donc, la tension superficielle est plus élevée en haut du film (pauvre en alcool) et celle-ci a tendance à "tirer" le liquide vers le haut. Les gouttelettes de liquide "retombent" alors sous l'effet de la gravité.
- si l'on dépose une goutte de fluide sur une paroi non isotherme, on observe que celle-ci migre vers la zone la plus froide sous l'effet de la thermocapillarité.

Pour conclure, cette dernière section nous a permis de définir les effets thermoconvectifs qui peuvent apparaître au sein des transferts de masse et de chaleur dans les caloducs. Nous discuterons de la prise ou non en compte de ces phénomènes notamment dans les modélisations que l'on a développées dans les chapitres 3 et 4.

## 2.6 Conclusion du chapitre 2

De façon générale, ce chapitre a permis de mettre en place les principaux phénomènes physiques qui interviennent aux petites échelles dans la physique des caloducs et particulièrement dans les études qui nous intéressent et qui constituent l'essentiel des chapitres 3, 4 et 5. Même si cette revue n'est pas exhaustive, elle permet de servir de base solide à la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu dans cette étude. On verra par la suite que la prise en compte des différents phénomènes présentés dans ce chapitre est fortement conditionnée par les paramètres intervenant dans le fonctionnement des systèmes étudiés.

Après la partie I qui constituait une présentation de la physique des caloducs, la partie II va permettre de modéliser les transferts de masse et de chaleur dans le film liquide, au sein de deux technologies particulières que sont les caloducs à rainures axiales (chapitre 3) et les caloducs tournants (chapitre 4).

En ce qui concerne les caloducs à rainures axiales, nous nous intéresserons à la modélisation d'une petite zone de l'évaporateur (zone d'accrochage du ménisque à la rainure) où les transferts sont privilégiés. Pour le caloduc tournant, nous étendrons le modèle développé dans le chapitre 3, en y apportant des modifications substantielles, pour l'appliquer à la modélisation des transferts au sein du film liquide le long du caloduc entier.

## Deuxième partie

### Développement des modèles d'évaporation en film mince en contexte caloduc rainuré et application au caloduc tournant



# Chapitre 3

## Modélisation des transferts dans la micro-région au sein d'un caloduc rainuré

### 3.1 Généralités

S'agissant de l'évaporation d'un liquide en contact avec une paroi, il existe une très petite zone, appelée micro-région, où les transferts de chaleur sont favorisés. Quelques travaux relatés dans la littérature concernent la modélisation de la micro-région existant à l'évaporateur de certaines technologies telles que les caloducs tournants miniatures par exemple [46]. Le système qui nous intéresse ici est constitué de rainures pour drainer le liquide et la micro-région prend naissance au sommet de celles-ci, à l'endroit où s'attache le ménisque<sup>1</sup>(cf. figure 3.1). Cette zone est un lieu d'échange privilégié parce qu'elle est caractérisée par une épaisseur de liquide très faible et que le contraste entre la conductivité  $\lambda_l$  du liquide et  $\lambda_s$  du solide est important (typiquement, dans le cas d'un caloduc aluminium/ammoniac, on a  $1,2 \cdot 10^{-3} < \lambda_l/\lambda_s < 2,2 \cdot 10^{-3}$  pour  $10^\circ\text{C} < T_l < 100^\circ\text{C}$ ). Ainsi, la conductance thermique le long d'une ligne de flux qui va de la base de la rainure jusqu'à la vapeur en passant par la micro-région est plus élevée que la conductance thermique le long d'une ligne de flux issue de la base de la rainure passant dans le coeur du liquide jusqu'à la vapeur. Sur la figure 3.1, est représenté, dans le cas d'un caloduc rainuré, le chemin privilégié emprunté par le flux de chaleur, de la base de l'évaporateur vers la zone d'accrochage du ménisque caractérisé par son rayon et par l'angle d'accrochage macroscopique  $\theta$  entre l'interface et la paroi.

---

<sup>1</sup>Dans le travail que nous avons mené dans ce chapitre, nous supposons que le ménisque s'attache au sommet de la rainure. Cependant, devant la singularité géométrique que représente cette zone, nous pouvons nous poser la question de la réalité de cette hypothèse dans la pratique. Si tel n'est pas le cas, il existe donc une petite zone où le liquide ne mouille pas la paroi et au niveau de laquelle le transfert diphasique est impossible.



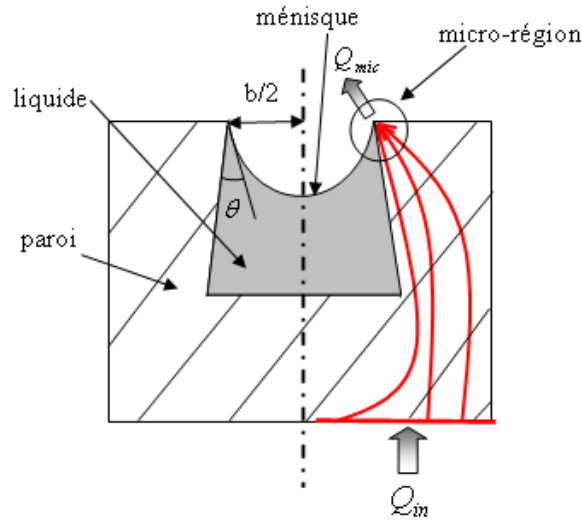


FIG. 3.1 – Lignes de flux le long de la paroi dans un évaporateur de caloduc rainuré

De nombreux auteurs ont montré la part importante du flux de chaleur injecté à l'évaporateur qui passe par la micro-région. Ainsi, dans l'étude de Stephan et Busse [1, 2] concernant un caloduc aluminium/ammoniac, pour une température de vapeur  $T_{sat} = 300\text{ K}$  et pour une température imposée à l'extérieur de la rainure  $T_{in} = 301,15\text{ K}$  (au niveau de  $Q_{in}$  sur la figure 3.1) correspondant à une densité de flux égale à  $q_{in} = 3\text{ W.cm}^{-2}$ , le rapport  $Q_{mic}/Q_{in}$  peut atteindre 68%.

Concernant ce même couple aluminium/ammoniac, Hoa [25] a couplé un modèle de micro-région présenté ci-après avec un modèle macroscopique de transfert de la chaleur en prenant en compte la conduction thermique dans le liquide et dans la paroi d'une demi-largeur de rainure d'évaporateur. L'auteur a mis en évidence que, par exemple, pour une densité surfacique de flux imposée uniformément à la base de la rainure  $q_{in} = 3\text{ W.cm}^{-2}$  et pour une valeur de rayon du ménisque  $R_c$  fixé à 0,4 mm, le rapport  $Q_{mic}/Q_{in}$  est égal à 61%. De même, pour  $q_{in} = 1\text{ W.cm}^{-2}$  et  $R_c = 0,4\text{ mm}$ , il atteint 69%.

Enfin, Jiao *et al.* [47] ont aussi étudié la micro-région couplée à la conduction dans le liquide, pour le couple cuivre/eau à  $60^\circ\text{C}$ . Ils ont obtenu, pour un angle de contact à la paroi de  $10^\circ$  et un écart de température de  $1^\circ\text{C}$  entre la paroi dans la micro-région et la vapeur saturante  $\Delta T = T_w - T_{sat}$ , une valeur de  $Q_{mic}/Q_{in}$  égale à 81,5%; dans le cas où  $\Delta T = 2^\circ\text{C}$ , ils ont obtenu  $Q_{mic}/Q_{in} = 76\%$ .

Pour ces fluides, l'influence de la micro-région est indéniable dans la part de flux de chaleur qu'elle permet de transférer; pour d'autres fluides, on peut penser qu'il en est de même mais ceci reste à mettre en évidence.

Il semble assez logique de penser que plus le rapport entre la conductivité du liquide et la conductivité de la paroi est petit, plus la part de flux évacuée dans la micro-région est importante. En effet, Kobayashi [39] insiste sur le fait que le rapport  $Q_{mic}/Q_{in}$  dépend de façon importante du couple fluide/métal utilisé : pour la même géométrie (rainure rectangulaire) et pour les mêmes températures de fonctionnement ( $T_{sat} = 300$  K), dans le cas d'un caloduc aluminium/ammoniac,  $Q_{mic}/Q_{in} = 36,8\%$  tandis que dans le cas d'un caloduc aluminium/éthanol,  $Q_{mic}/Q_{in} = 7,3\%$ .

Ajoutons que la géométrie doit influencer, elle aussi, la part du flux  $Q_{mic}$  passant dans la micro-région sur le flux total  $Q_{in}$ .

Etant donné le niveau de flux de chaleur qui la traverse, on comprend le grand intérêt qu'il existe à modéliser les transferts au sein de la micro-région pour analyser les performances d'un caloduc complet.

Dans cette étude, nous nous intéressons uniquement à l'évaporation du liquide au sein de cette micro-région. Tout d'abord, on étudiera l'un des couples métal/fluide les plus utilisés dans les caloducs à pompage capillaire, notamment pour les applications spatiales : le couple aluminium/ammoniac. Nous comparerons ensuite ses performances à celles d'autres couples métal/fluide rencontrés lors de l'utilisation de caloducs.

Nous allons décrire tout d'abord les phénomènes physiques intervenant dans cette micro-région. Puis, après ce rappel bibliographique, nous allons détailler le modèle établi et, enfin, exposer les résultats qui aboutissent notamment à des interprétations particulières des phénomènes physiques dans cette région du ménisque. Ce travail a notamment fait l'objet d'une publication [48].

## 3.2 Modélisation des transferts dans la micro-région

### 3.2.1 La zone de ménisque étendue

Nous avons souligné dans le chapitre précédent l'importance d'utiliser un fluide mouillant dans un caloduc à pompage capillaire.

La micro-région est une très petite partie du ménisque global (cf. 3.1). La zone de micro-région représentée sur la figure 3.2 est située entre le film adsorbé, caractérisé par une épaisseur de film très faible où les transferts sont inexistantes, et la région de ménisque intrinsèque correspondant à une courbure constante du rayon du ménisque.

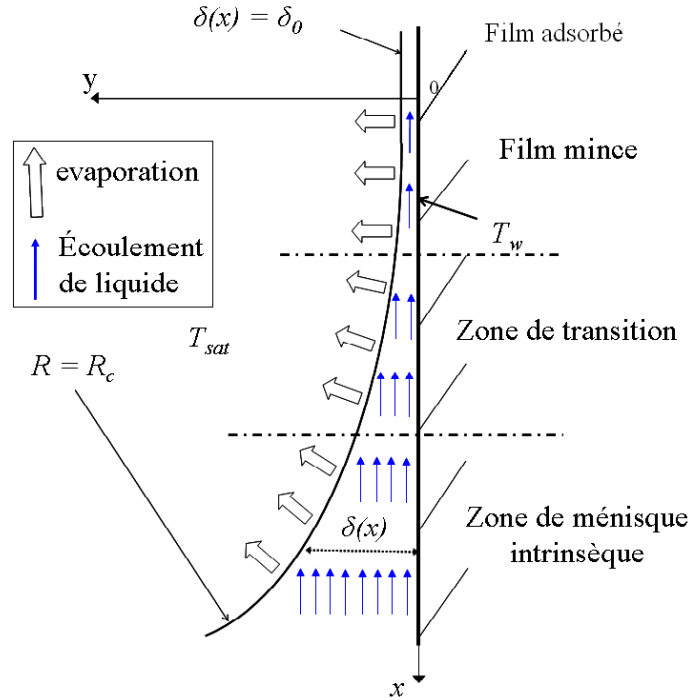


FIG. 3.2 – Transferts de chaleur et de masse dans la micro-région

Ainsi, à proximité du film adsorbé, le film liquide devient très mince. On comprend l'intérêt d'utiliser un liquide mouillant pour empêcher l'assèchement de la paroi. Les forces intermoléculaires qui interviennent alors peuvent être modélisées grâce à la notion de pression de disjonction, dont on rappelle l'expression simplifiée établie en 2.3 , considérée valable pour les fluides utilisés dans ce mémoire :

$$P_d = \frac{A}{\delta^3} \quad (3.1)$$

avec  $A$ , la constante de dispersion.

Il a été admis par Faghri [11] que le film adsorbé est en équilibre thermique : aucun transfert de chaleur n'a lieu dans cette région ; en effet, étant donné la très faible épaisseur de film liquide, la température d'interface  $T_{lv}$  est considérée égale à la température de paroi  $T_w$ . On peut donner une valeur caractéristique de cette épaisseur de film : pour  $T_w - T_{sat} = 1$  K avec  $T_{sat} = 300$  K, on montrera (équation (3.29) dans la section 3.2.2.5), par exemple, que  $\delta_0 = 9,46 \cdot 10^{-10}$  m, pour l'ammoniac.

A l'opposé, les forces intermoléculaires deviennent négligeables dans la zone de ménisque intrinsèque : en effet, dans cette zone, le film liquide est trop épais pour être influencé par les interactions paroi/liquide proportionnelles à  $1/\delta^3$  ; les forces dominantes sont, alors, les

forces capillaires dont l'expression, dans le cadre de l'utilisation des caloducs à rainures, est donnée par la relation (1.5).

On peut aussi stipuler qu'au tout début de la micro-région (zone de film mince sur la figure 3.2), les forces capillaires sont évidemment négligeables par rapport aux forces intermoléculaires étant donné les très faibles épaisseurs de film liquide et les très faibles valeurs de la courbure de l'interface qui part de zéro dans le film adsorbé.

Entre les deux zones décrites précédemment, au niveau de la zone de transition sur la figure 3.2, les deux effets sont à prendre en compte. On utilise le modèle additif adopté par de nombreux auteurs ([11, 33, 2, 49]) :

$$\Delta P_c = \frac{A}{\delta^3} + \frac{\sigma}{R_c} \quad (3.2)$$

Ce modèle additif a été validé expérimentalement par Dasgupta *et al.* [50] : en utilisant une géométrie cylindrique, ils mouillent avec un fin film d'heptane (fluide possédant une bonne mouillabilité) une paroi en silicium chauffée et mesurent des épaisseurs de film. Ces travaux ont montré que la constante de dispersion  $A$  est fonction de l'épaisseur de film liquide. De plus, en comparant les résultats obtenus avec les résultats théoriques de Katomani [51] qui avait utilisé le modèle additif dans un modèle complet de micro-région, ils ont montré que le choix d'une valeur de constante de dispersion adéquate permettait une correspondance excellente entre théorie et expérience.

Dans ce chapitre, vont être présentés le modèle et les principaux résultats que l'on veut mettre en évidence. Ce modèle, déjà utilisé auparavant ([3, 4, 7, 52]), va amener à des interprétations physiques des résultats obtenus par des calculs paramétriques, interprétations complémentaires de celles relatées dans la littérature.

Après avoir décrit le modèle utilisé et après validation de nos résultats par comparaison directe avec ceux de Stephan et Busse [2], des études paramétriques seront menées pour montrer l'influence de rayon de courbure du ménisque intrinsèque  $R_c$ , de la température de paroi  $T_w$  et de la température de saturation  $T_{sat}$  sur le flux de chaleur  $Q_{mic}$  passant dans la micro-région et sur l'angle de contact  $\theta$ . L'analyse de ces résultats va permettre notamment de caractériser la micro-région pour pouvoir la prendre en compte précisément dans un modèle macroscopique global d'évaporateur de caloduc rainuré.

### 3.2.2 Présentation du modèle

Le modèle stationnaire décrit ici a été précédemment développé par Stephan et Busse [2]. Il permet l'analyse des différents phénomènes physiques intervenant entre le film adsorbé et

la zone de ménisque intrinsèque. Contrairement à Faghri [11], dans ce modèle, on ne prend pas en compte la rugosité de la paroi, dont la définition paraît trop imprécise a priori pour l'inclure à notre étude. En effet, Faghri et Khrustalev [34] ont inclus dans leur modèle une rugosité moyenne basée sur le rayon de courbure de la paroi au niveau de la zone d'accrochage. La courbure équivalente utilisée est alors trop faible pour avoir une incidence notable sur les résultats du modèle.

Notons que le modèle présenté ici, couplé à un modèle conductif dans le liquide et la paroi, a été comparé par Stephan et Busse [1] aux données expérimentales fournies par MBB/ERNO Raumfahrttechnik GmbH [53] et que les résultats ont semblé tout à fait convenables.

Deux approches principales permettent de modéliser la micro-région : celle qui considère la présence d'un film adsorbé en début de micro-région, approche que nous utilisons ici, et une autre approche qui ne prend pas en compte le film adsorbé et place le ménisque en contact direct avec la paroi. Nous pouvons par exemple citer le modèle utilisé par Mathieu [54] ou Nikolayev [55] qui se sert du concept de ligne de contact au point de rencontre entre les trois phases. La philosophie d'approche du modèle est différente et permet notamment de s'affranchir des problèmes de rugosité de paroi qui, comme nous l'avons dit, pourraient peut-être apporter des limitations dans notre approche, notamment au niveau de la définition de l'épaisseur du film adsorbé étant donné sa très faible valeur. Ce modèle est notamment appliqué à l'évaporation d'une goutte sur une paroi.

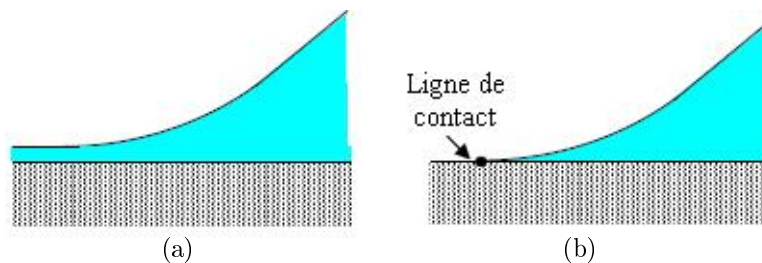


FIG. 3.3 – Différences d'approche entre les modèles de Stephan (a) et Nikolayev (b) au niveau de la modélisation du contact ménisque-paroi

Dans la suite de cette section, nous présentons en détail uniquement les modélisations qui, comme dans le modèle que nous avons utilisé, prend en compte un film adsorbé en début de micro-région.

Le travail qui sert de base à la plupart des modèles est celui développé par Wayner *et al.* [37, 56]. Leur modèle se limite uniquement à la zone de film mince : seul le phénomène de pression de disjonction est pris en compte et les effets de tension de surface sont négligés. Ce modèle a été repris par la suite par de nombreux auteurs. Citons par exemple, Schonberg *et al.* [57], Kobayashi *et al.* [39, 58] qui ont amélioré ce modèle en prenant en compte les effets de

tension de surface sur une zone de ménisque étendue. Kobayashi *et al.* ont notamment couplé le modèle de micro-région à un modèle de macro-région prenant en compte la conduction dans le liquide et dans la paroi de la rainure ; l'étude de chaque zone y est découplée et le raccordement entre micro-région et macro-région s'effectue au niveau du ménisque : on respecte ainsi la continuité des valeurs de la dérivée spatiale et de la dérivée seconde de l'épaisseur de film.

Ha et Peterson [59] ont couplé la micro-région à un modèle macroscopique de rainure qui simule l'écoulement du liquide tout le long de cette rainure. Dans cette étude, le couplage s'est fait directement en estimant que le rayon de courbure intrinsèque constant déterminait l'épaisseur en fin de micro-région et fixait donc l'angle en ce point.

Wang *et al.* [60] ont montré que le modèle de Wayner pouvait être amélioré, particulièrement pour des fluides présentant de faibles valeurs de pression de saturation, comme l'octane par exemple. Ils ont pour cela modifié l'expression du flux de chaleur échangé au niveau de la micro-région par l'intermédiaire du coefficient d'évaporation.

Le modèle de Stephan et Busse [2, 1] est très similaire à celui de Wayner. Mais contrairement à ce dernier, le coefficient d'évaporation adopté (éq. (3.5)) est défini relativement à l'écart de température entre paroi solide et interface liquide/vapeur. De plus, leur modèle prend en compte les effets de pression capillaire dans le ménisque étendu.

Les paragraphes suivants présentent maintenant, en détail, le modèle utilisé dans le présent travail.

### 3.2.2.1 Hypothèses concernant les écoulements de la vapeur et du liquide

Les hypothèses utilisées pour bâtir le modèle sont répertoriées ci-dessous.

Pour la phase liquide, supposée incompressible :

- l'écoulement liquide est considéré laminaire, unidirectionnel et parallèle à la paroi (figure 3.2) ;
- la pression du liquide  $P_l$  est uniforme sur une section transversale de l'écoulement ;
- les termes inertiels sont négligés dans les équations de Navier-Stokes ;

Remarque : ces hypothèses résultent de l'approximation de lubrification, utilisée par la plupart des modèles traitant de la micro-région, rappelée en Annexe A pour un fluide incompressible.

- on néglige les effets de la pesanteur sur l'interface ainsi que sur l'écoulement liquide [61], l'épaisseur du film liquide étant très inférieure à la longueur capillaire ;
- la vitesse du liquide est nulle à la paroi et les contraintes de cisaillement sont considérées négligeables à l'interface liquide/vapeur.

Pour la phase vapeur :

- la pression de la vapeur  $P_v$  est supposée constante et égale à la pression de saturation  $P_{sat}$  ;
- la température de la vapeur est aussi constante et égale à  $T_{sat}$  ;
- on néglige les effets inertiels ; le terme de pression dynamique  $1/2\rho_v u_v^2$  liée à l'évaporation est très faible comparé à  $\Delta P_c(x)$  : par exemple, pour  $T_{sat} = 303,15$  K,  $T_w = 304,15$  K et pour  $x = 1 \mu\text{m}$  (abscisse caractéristique de la micro-région), on a :  $1/2\rho_v u_v^2 = 9,9.10^{-2}$  Pa, tandis que  $\Delta P_c(x = 1\mu\text{m}) = \sigma/R_c = 128$  Pa.

### 3.2.2.2 Hypothèses concernant les transferts de chaleur

#### a. Expression simplifiée du coefficient d'évaporation :

On rappelle tout d'abord ici l'expression du coefficient d'évaporation présentée dans la section 2.4 :

$$h_{int} = \left( \frac{2\hat{\sigma}}{2 - \hat{\sigma}} \right) \left( \frac{h_{lv}^2}{v_{vl}T_v} \right) \left( \frac{M}{2\pi R_g T_v} \right)^{1/2} \left( 1 - \frac{P_{sat}(T_v) v_{vl}}{2h_{lv}} \right) \quad (3.3)$$

Pour des fluides usuels, notamment pour l'ammoniac, on constate que :

$$\frac{P_{sat}(T_v) v_{vl}}{2h_{lv}} \ll 1 \quad (3.4)$$

avec  $v_{vl} \approx \frac{1}{\rho_v}$ .

On obtient alors :

$$h_{int} = \left( \frac{2\hat{\sigma}}{2 - \hat{\sigma}} \right) \left( \frac{\rho_v h_{lv}^2}{T_v} \right) \left( \frac{M}{2\pi R_g T_v} \right)^{1/2} \quad (3.5)$$

Dans cette dernière relation, le coefficient d'accommodation  $\hat{\sigma}$  peut être pris égal à 1. En effet, pour des corps purs, et notamment pour l'ammoniac ou le méthanol, des travaux expérimentaux ont montré que ce coefficient est très proche de l'unité [31] et il n'existe pas assez de données expérimentales pour affirmer le contraire. Comme nous l'avons vu dans la sous-section 2.4.2, Marek et Straub [41] préconisent une valeur de ce coefficient égale à 1. De même, citons par exemple Kobayashi *et al.* [39] et Wang *et al.* [60] qui, dans leurs études respectives, ont aussi utilisé  $\hat{\sigma} = 1$ .

En ce qui concerne l'évaporation au niveau de l'interface dans la micro-région, on peut considérer de plus, les deux hypothèses suivantes :

- le coefficient d'évaporation est indépendant de la courbure d'interface ;

- le coefficient d'évaporation est défini, pour une courbure d'interface donnée, entre une température de liquide immédiatement avant évaporation  $T_{lv,liq}$  et une température d'interface liquide/vapeur  $T_{lv}$ . Cette température est une température d'équilibre de l'interface, elle est différente de la température de saturation  $T_{sat}$ , notamment dans la région située juste après la fin du film adsorbé où les forces intermoléculaires sont très importantes. La température  $T_{lv}$  est définie par l'équation (3.16) dans la partie 3.2.2.4.

Finalement, on obtient alors :

$$\dot{q}_e = h_{int} (T_{lv,liq} - T_{lv}) \quad (3.6)$$

### b. Transfert de chaleur par conduction dans le liquide :

Etant donnée la faible épaisseur du film liquide dans la micro-région, la conduction y est considérée unidirectionnelle (cf. [62] par exemple), orientée selon  $y$  (cf. figure 3.2). La densité surfacique de flux par conduction à travers le film d'épaisseur  $\delta$  entre la paroi à  $T_w$  et l'interface à  $T_{lv,liq}$  (cf. figure 3.4) est alors donnée par :

$$\dot{q}_e = \frac{\lambda_l}{\delta} (T_w - T_{lv,liq}) \quad (3.7)$$

Etant donné la petite taille de la micro-région et le fort rapport de conductivités thermiques entre la paroi et le liquide, la température de paroi  $T_w$  est supposée uniforme sur l'étendue de la micro-région ([11, 63]). Toutefois, cette hypothèse peut-être controversée par les valeurs très importantes de  $\dot{q}_e$  locaux.

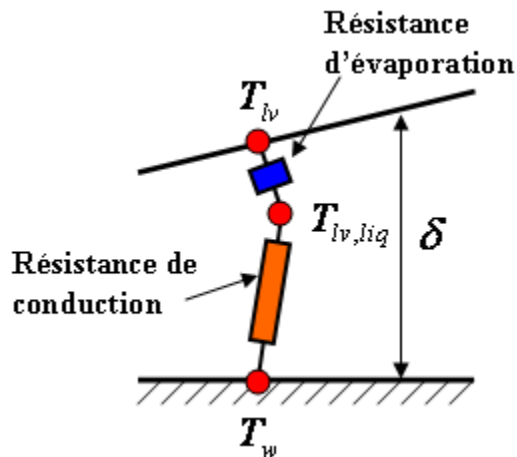


FIG. 3.4 – Résistances de conduction et d'évaporation au sein du film liquide dans la micro-région



**c. Bilan de flux entre la paroi et l'interface liquide/vapeur :**

Si l'on combine les équations (3.6) et (3.7), on obtient alors l'expression de la densité de flux évaporé suivante :

$$\dot{q}_e = \frac{T_w - T_{lv}}{\frac{1}{h_{int}} + \frac{\delta}{\lambda_l}} \quad (3.8)$$

avec  $h_{int}$  donné par (3.5).

Pour de l'ammoniac à 30°C, on peut évaluer  $1/h_{int}$  et déterminer à partir de quelle épaisseur de film liquide cette résistance devient négligeable par rapport à la résistance de conduction. Par exemple, à cette température, on a  $1/h_{int} \approx 1.10^{-8} m^2 K/W$ . Cette résistance est donc à prendre en compte au tout début de la micro-région, pour les petites épaisseurs de film. On peut considérer qu'elle devient négligeable lorsque  $\delta/\lambda_l > 10 \cdot 1/h_{int}$ , c'est-à-dire, dans notre cas, pour  $\delta > 6.10^{-8}$  m.

**3.2.2.3 Discussions sur la prise en compte de la thermoconvection dans le modèle**

Sous l'effet de la différence de température entre la vapeur et la paroi, la tension superficielle tend à varier avec la température de l'interface ; cette variation peut entraîner la création de tourbillons convectifs au sein du film liquide par effet Marangoni (cf. section (2.5.2)).

Toutefois, Rossome [7] a montré que, pour l'ammoniac à 300 K, dans une certaine gamme de surchauffe à la paroi ( $\Delta T$ ), négliger l'effet Marangoni était tout à fait acceptable. Elle a pour cela développé deux modèles : un prenant en compte l'effet Marangoni et un deuxième le négligeant.

Pour  $\Delta T = 10^\circ\text{C}$ , les différences de valeurs du flux passant dans la micro-région  $Q_{mic}$  et de l'angle de contact  $\theta$  n'excèdent pas respectivement 3,2 % et 3,4 %.

Par conséquent, dans notre étude, pour l'ammoniac, nous limitant à  $\Delta T = 10^\circ\text{C}$ , nous ne prendrons pas en compte l'effet Marangoni.

Pour le méthanol et l'heptane, on considèrera aussi que l'effet Marangoni est négligeable ; en effet, pour  $T_{sat} = 300$  K, les variations de la tension de surface avec la température sont plus faibles pour ces deux fluides que dans le cas de l'ammoniac :

$$\sigma_{methanol}(300\text{ K}) - \sigma_{methanol}(310\text{ K}) = 0,8.10^{-3} \text{ N/m}$$

$$\sigma_{heptane}(300\text{ K}) - \sigma_{heptane}(310\text{ K}) = 1,0.10^{-3} \text{ N/m}$$

$$\sigma_{ammoniac}(300\text{ K}) - \sigma_{ammoniac}(310\text{ K}) = 3,0.10^{-3} \text{ N/m}$$

D'autre part, comme dans notre étude, les effets capillaires dominant les effets gravitaires, on néglige la convection de Rayleigh-Bénard.

### 3.2.2.4 Equations du modèle

Grâce aux hypothèses concernant l'écoulement du liquide (cf. 3.2.2.1 et Annexe A), les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement s'écrivent, conformément aux axes définis sur la figure 3.2 :

$$\frac{\partial u_l}{\partial x} + \frac{\partial v_l}{\partial y} = 0 \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial P_l}{\partial x} = \mu_l \frac{\partial^2 u_l}{\partial y^2} \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial P_l}{\partial y} = 0 \quad (3.11)$$

Considérant que les contraintes de cisaillement sont nulles à l'interface liquide/vapeur, on peut alors écrire que  $\partial u_l(\delta)/\partial y = 0$  [39, 37, 57, 59]. De plus, on considère une condition de non glissement à la paroi :  $u_l(0) = 0$ . Ainsi, en prenant en compte ces deux hypothèses et l'indépendance de  $P_l$  par rapport à  $y$  (équ. (3.11)), puis en intégrant 3.10, on obtient :

$$u_l(y) = \frac{1}{\mu_l} \frac{dP_l}{dx} \left( \frac{y^2}{2} - \delta y \right) \quad (3.12)$$

L'approximation de lubrification nous amène à négliger l'écoulement selon  $y$  par rapport à celui selon  $x$ . On calcule alors le débit massique linéique du liquide en intégrant la quantité  $\rho_l u_l(y)$  entre 0 et  $\delta$  :

$$\dot{m}_l(x) = \rho_l \int_0^\delta u_l(y) dy = -\frac{\delta^3}{3\nu_l} \frac{dP_l(x)}{dx} \quad (3.13)$$

Comme nous l'avons vu précédemment, le saut de pression  $\Delta P_c$  entre la vapeur et le liquide à l'interface est gouverné par les effets combinés de la pression de disjonction et de la pression capillaire. Cette dernière peut être calculée grâce à l'expression de la courbure du ménisque intrinsèque qui est exprimée en fonction de  $\delta$ , par la relation suivante :

$$K = 1/R_c = \delta'' / \left( 1 + (\delta')^2 \right)^{3/2} \quad (3.14)$$

On a vu, dans nos hypothèses, que la température de l'interface liquide/vapeur  $T_{lv}$  est différente de  $T_{sat}$ . La prise en compte de cette condition est importante pour obtenir des résultats satisfaisants : en effet, Stephan et Busse [2] ont montré que faire l'hypothèse d'égalité entre ces deux températures le long de la micro-région, pouvait mener à une forte surestimation du coefficient d'échange radial à travers le film liquide.

Une fois que l'évaporation s'est produite, on suppose que l'interface (à la température  $T_{lv}$ ) est en équilibre avec la phase vapeur [3, 11, 31]. Elles ont alors le même potentiel chimique. Wayner [56] a montré que pour de faibles différences de températures, le saut de pression à l'interface peut s'écrire :

$$P_{sat}(T_v) - P_{sat}(T_{lv}) = \rho_l h_{lv} \frac{T_{lv} - T_v}{T_v} \quad (3.15)$$

Cette dernière relation implique un "décalage" de la courbe de saturation au niveau de l'interface liquide/vapeur car la température au niveau de l'interface  $T_{lv}$  est plus grande que la température  $T_v$ . Typiquement, on a le comportement suivant :

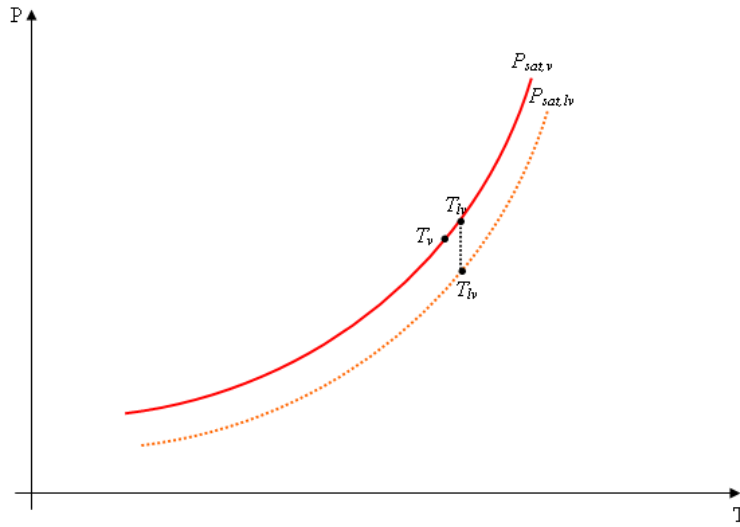


FIG. 3.5 – "Décalage" de la courbe de saturation au niveau de l'interface

D'après l'équation (3.11), la pression dans le liquide n'est pas une fonction de  $y$ , on a donc  $P_l(x) = P_{sat}(T_{lv})$ . De plus la pression dans la vapeur est supposée uniforme ; ainsi :  $\Delta P_c = P_v - P_l = P_{sat}(T_v) - P_{sat}(T_{lv})$ .

En incorporant cette dernière expression dans la relation (3.15), on obtient finalement :

$$T_{lv} = T_{sat} \left( 1 + \frac{\Delta P_c}{\rho_l h_{lv}} \right) \quad (3.16)$$

$T_{lv}$  peut être interprétée comme une température de saturation locale ; elle est différente de  $T_{sat}$  lorsque le film de liquide est très mince (juste après la fin du film adsorbé) car, dans ce cas-là, la pression de disjonction est très importante.

Grâce aux relations (3.8) et (3.16), on aboutit alors à une expression simple de la densité surfacique du flux de chaleur :

$$\dot{q}_e(x) = \frac{T_w - T_{sat} \left(1 + \frac{\Delta P_c}{\rho_l h_{lv}}\right)}{\frac{\delta(x)}{\lambda_l} + \frac{2-\hat{\sigma}}{2\hat{\sigma}} \frac{\sqrt{2\pi r_g T_{sat}}}{\rho_v h_{lv}^2} T_{sat}} \quad (3.17)$$

Comme il a été mentionné précédemment,  $\hat{\sigma}$  est choisi égal à 1.

Dans l'équation (3.17), le premier et le second terme du dénominateur correspondent respectivement aux résistances de conduction à travers le film liquide et d'évaporation au niveau de l'interface liquide/vapeur.

On considère que la densité de flux de chaleur donnée par (3.17) est égale à la densité de flux perdue par le liquide par changement de phase. En faisant un bilan sur une tranche de liquide comme indiqué sur la figure 3.6, on obtient l'égalité suivante :

$$\dot{q}_e = -h_{lv} \frac{d\dot{m}_l(x)}{dx} \quad (3.18)$$

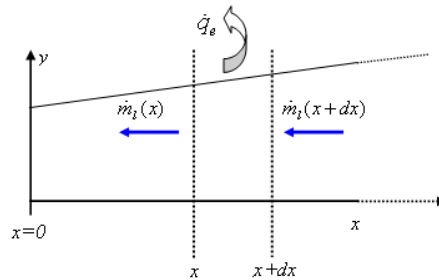


FIG. 3.6 – Eléments de bilan sur une tranche de micro-région

Enfin, le flux de chaleur linéique total dans la micro-région est donné par :

$$Q_{mic} = \int_0^x \dot{q}_e(x) dx \quad (3.19)$$

où l'origine  $x = 0$  est prise à la fin du film adsorbé (figure 3.2). On obtient alors un système de quatre équations différentielles (3.20, 3.21, 3.22, 3.23). La première équation se rapporte à l'épaisseur de film :

$$\frac{d\delta}{dx} = \delta' \quad (3.20)$$

En combinant l'équation (3.2) et l'expression de la courbure de l'interface  $K$ , on a :

$$\frac{d\delta'}{dx} = \left( \Delta P_c - \frac{A}{\delta^3} \right) \frac{(1 + \delta'^2)^{3/2}}{\sigma} \quad (3.21)$$

Avec les équations (3.13), (3.18) et (3.19), on obtient :

$$\frac{d(\Delta P_c)}{dx} = -\frac{3\nu_l Q_{mic}}{h_{lv} \delta^3} \quad (3.22)$$

Et finalement, en reprenant les équations (3.17) et (3.19), on aboutit à :

$$\frac{dQ_{mic}}{dx} = \dot{q}_e = \frac{T_w - T_{sat} \left( 1 + \frac{\Delta P_c(x)}{\rho_l h_{lv}} \right)}{\frac{\delta(x)}{\lambda_l} + \frac{2-\hat{\sigma}}{2\hat{\sigma}} \frac{\sqrt{2\pi r_g T_{sat}}}{\rho_v h_{lv}^2} T_{sat}} \quad (3.23)$$

Cependant, pour faciliter la résolution numérique, nous avons adimensionné les équations (3.20), (3.21), (3.22) et (3.23) en utilisant les nombres adimensionnés répertoriés dans le tableau 3.1.

Nombre	Valeur de référence	Nombre adimensionné
$x$	$\delta_0$	$\chi = \frac{x}{\delta_0}$
$\delta$	$\delta_0$	$\hat{\delta} = \frac{\delta}{\delta_0}$
$\Delta P_c$	$\Delta P_{c,0}$	$\Delta \hat{P}_c = \frac{\Delta P_c}{\Delta P_{c,0}}$
$Q_{mic}$	$\lambda_l (T_w - T_{sat})$	$\hat{Q}_{mic} = \frac{Q_{mic}}{\lambda_l (T_w - T_{sat})}$

TAB. 3.1 – Nombres adimensionnés utilisés dans la résolution du système (3.24-3.27)

Dans les précédentes expressions,  $\delta_0$  et  $\Delta P_{c,0}$  sont respectivement les valeurs de l'épaisseur de film et de la pression capillaire pour  $x = 0$ . En utilisant ces nombres adimensionnés, le système à résoudre devient finalement :

$$\frac{d\hat{\delta}}{d\chi} = \hat{\delta}' \quad (3.24)$$

$$\frac{d\hat{\delta}'}{d\chi} = \frac{\delta_0 \Delta P_{c,0}}{\sigma} \left( 1 + \hat{\delta}'^2 \right)^{3/2} \left( \Delta \hat{P}_c - \frac{1}{\hat{\delta}^3} \right) \quad (3.25)$$

$$\frac{d(\Delta\hat{P}_c)}{d\chi} = \left( -\frac{3\mu_l}{\rho_l h_{lv}} \frac{\lambda_l (T_w - T_{sat})}{\delta_0^2 \Delta P_{c,0}} \right) \frac{\hat{Q}_{mic}}{\hat{\delta}^3} \quad (3.26)$$

$$\frac{d\hat{Q}_{mic}}{d\chi} = \frac{1 - \Delta\hat{P}_c}{\hat{\delta} + \frac{\lambda_l}{\delta_0} \frac{2-\hat{\sigma}}{2\hat{\sigma}} \frac{\sqrt{2\pi r_g T_{sat}}}{\rho_v h_{lv}^2} T_{sat}} \quad (3.27)$$

Les variables  $\hat{\delta}(x)$ ,  $\hat{\delta}'(x)$ ,  $\hat{Q}_{mic}(x)$  et  $\Delta\hat{P}_c(x)$  sont alors obtenues après la résolution de ce système numériquement délicat.

### 3.2.2.5 Conditions limites

Quatre conditions, en  $\chi = 0$ , sont nécessaires pour résoudre le système ((3.24)-(3.27)).

Nous avons vu qu'il n'y a pas de transfert de chaleur dans le film adsorbé. Dans ce cas, l'équation (3.17) vérifie  $T_{lv} = T_w$ . De plus, la valeur en  $x = 0$  de la pression capillaire est égale à la valeur constante de la pression capillaire dans le film adsorbé  $\Delta P_{c,0}$ , l'équation (3.16) devient alors :

$$\Delta P_{c,0} = \rho_l h_{lv} \left( \frac{T_w}{T_{sat}} - 1 \right) \quad (3.28)$$

A cause de la continuité du film liquide, l'épaisseur initiale  $\delta_0$  correspond à celle du film adsorbé. Par conséquent, les équations (3.2) et (3.28) donnent :

$$\delta_0 = \left( \frac{T_{sat}}{T_w - T_{sat}} \frac{A}{\rho_l h_{lv}} \right)^{1/3} \quad (3.29)$$

Ces valeurs permettent d'initialiser les calculs,  $\hat{\delta}_0$  et  $\Delta\hat{P}_{c,0}$  étant naturellement prises égales à 1.

En ce qui concerne les conditions initiales de  $\hat{\delta}'$  et  $\hat{Q}_{mic}$ , celles-ci sont moins évidentes. En effet, à la fin du film adsorbé, ces deux valeurs devraient être égales à 0. Mais si tel était le cas, on obtiendrait un résultat physiquement inintéressant : en effet, on aboutirait à une solution triviale, c'est-à-dire un film d'épaisseur constante le long de la micro-région, ce qui ne permettrait aucun transfert entre la paroi et l'interface liquide/vapeur. Pour obtenir un rayon différent de l'infini, il a été nécessaire d'introduire des petites perturbations  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  correspondant aux valeurs initiales respectives de  $\hat{\delta}'$  et  $\hat{Q}_{mic}$ .

Après résolution des calculs, on a vérifié que le rayon de courbure  $R_c$  obtenu satisfaisait à un intervalle préalablement fixé comme "objectif".  $\varepsilon_1$  est corrigé au besoin jusqu'à satisfaire cette condition finale du calcul. Nous ne pouvons pas imposer une valeur de  $R_c$  car la réso-

lution du problème est trop instable pour pouvoir obtenir, en fin de calcul, une valeur finale figée de ce rayon.

Par ailleurs, une sensibilité aux variations de  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  a pu être effectuée pour illustrer la qualité des résultats obtenus.

### 3.2.2.6 Résolution numérique

Le système constitué des équations (3.24), (3.25), (3.26), (3.27) combiné aux conditions limites précédentes est résolu en utilisant la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 (cf. Annexe B). Dans cette résolution, on verra qu'il existe une sensibilité importante des solutions aux valeurs des deux petites perturbations  $-\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  - précédemment introduites, notamment à celles de  $\varepsilon_1$ . Dans l'ensemble de nos calculs, la valeur de  $\varepsilon_2$  a été fixée à 0,1. On utilise une procédure de dichotomie pour optimiser la valeur de  $\varepsilon_1$  afin d'avoir une convergence du calcul, c'est-à-dire l'obtention d'un rayon de courbure compris dans l'intervalle préalablement fixé.

Enfin, nous imposons comme entrées du programme la valeur des propriétés thermophysiques du fluide prises à la valeur de la température de la vapeur à saturation. Nous imposons aussi la température de la paroi  $T_w$  et, comme expliqué ci-dessus, les valeurs de  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$ . L'algorithme de résolution est décrit de manière détaillé en Annexe C.

## 3.2.3 Résultats pour le couple ammoniac/aluminium

Tous les résultats présentés ici ont été obtenus dans le cadre de l'étude des caloducs rainurés ammoniac/aluminium employés pour les applications spatiales notamment. Dans cette partie, de nombreux calculs ont été menés pour montrer l'influence de différents paramètres sur les quantités calculées ( $Q_{mic}$ ,  $\theta$ ,  $\Delta P_c$ ).

Dans un objectif de mise au point de notre modèle et de la procédure de résolution associée, on comparera tout d'abord nos résultats avec ceux de Stephan et Busse [2] puis, dans un second temps, on présentera l'ensemble des études paramétriques analysées et commentées.

### 3.2.3.1 Validation du modèle par comparaison avec Stephan et Busse

La comparaison de nos résultats à ceux de Stephan et Busse [2] a été effectuée en utilisant les données propres à l'ammoniac adoptées par ces auteurs et rappelées dans le tableau 3.2.

Paramètres d'entrée du calcul	Unité	Notation	Valeur
Constante de dispersion	(J)	$A$	$2.10^{-21}$
Masse volumique du liquide	( $\text{kg.m}^{-3}$ )	$\rho_l$	600
Masse volumique de la vapeur	( $\text{kg.m}^{-3}$ )	$\rho_v$	9
Conductivité du liquide	( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )	$\lambda_l$	0,48
Enthalpie de changement de phase	( $\text{J. kg}^{-1}$ )	$h_{lv}$	$1180.10^3$
Viscosité dynamique du liquide	(Pa.s)	$\mu_l$	$1,3.10^{-4}$
Tension de surface	( $\text{N.m}^{-1}$ )	$\sigma$	0,02
Coefficient d'accomodation	(-)	$\hat{\sigma}$	1
Température de saturation	(K)	$T_{sat}$	300
Température de paroi	(K)	$T_w$	301
Constante des gaz parfaits	( $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )	$r_g$	488
Paramètre numérique	(-)	$\varepsilon_2$	0,1
Paramètre numérique	(-)	$\varepsilon_1^I$	$0,1.10^{-3}$
Paramètre numérique	(-)	$\varepsilon_1^{II}$	$1.10^{-3}$

TAB. 3.2 – Données utilisées lors de la comparaison avec les travaux de Stephan et Busse [2]

La figure 3.7 montre que les évolutions calculées des quantités  $\delta$ ,  $T_{lv}$ ,  $\dot{q}_e$  et  $Q_{mic}$  concordent parfaitement avec celles de Stephan et Busse [2] à condition d'effectuer un léger décalage de l'origine ( $x = 0$ ) considérée par Stephan et Busse. En effet, le choix de  $\varepsilon_2$  fixe la quantité  $Q_{mic}$  près de l'origine et notre choix, différent du leur (malheureusement non précisé dans leur article) induit une position de l'origine légèrement différente.

Ainsi, les courbes de Stephan et Busse ont été décalées de  $5.10^{-8}\text{m}$ , à la même origine que celles utilisées dans notre étude, afin de faciliter la comparaison des résultats. On peut alors se focaliser uniquement sur l'analyse des phénomènes intervenant dans la région où les transferts ne sont pas nuls.

Notons tout d'abord que le choix de la valeur de  $\varepsilon_2$  n'affecte pas les différentes grandeurs calculées. C'est seulement l'origine,  $x = 0$ , qui se trouve modifiée mais pas la distribution axiales des résultats (cf. Annexe D).



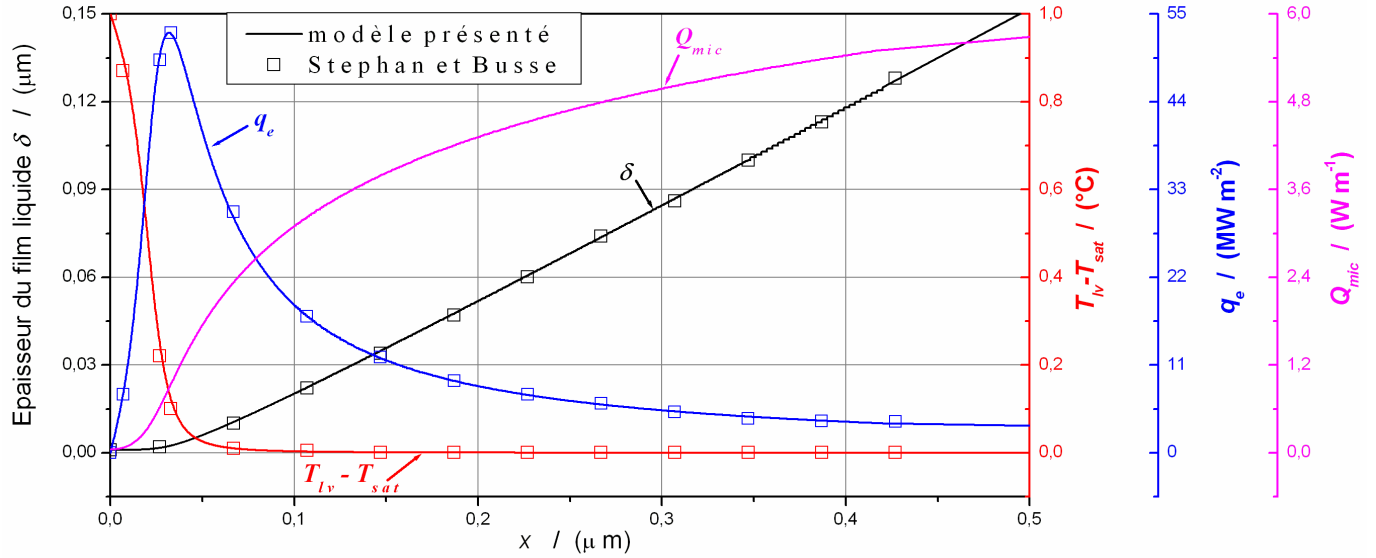


FIG. 3.7 – Evolutions de  $\delta$ ,  $T_{lv} - T_{sat}$ ,  $\dot{q}_e$  et  $Q_{mic}$  dans la micro-région : comparaison entre notre étude et celle de Stephan et Busse.

Comme il a déjà été expliqué dans [2], on peut remarquer sur la figure 3.7, que l'épaisseur du liquide reste très faible et inférieure à  $1.10^{-9}$  m pour des petites abscisses et commence à augmenter régulièrement à partir de  $x = 2.10^{-8}$  m. Depuis l'origine,  $\dot{q}_e$  augmente très fortement et atteint sa valeur maximale-  $5,27.10^7$   $\text{W.m}^{-2}$ - pour  $x = 3,2.10^{-8}$  m, avant de décroître au fur et à mesure que l'épaisseur du film de liquide augmente : en effet, comme cette dernière augmente, le flux de chaleur échangé par conduction entre le liquide et l'interface diminue. De la même manière,  $T_{lv}$ , égale à  $T_w$  à la fin du film adsorbé (c'est-à-dire la zone de transfert nul), décroît rapidement pour devenir égale à  $T_{sat}$  : cette évolution correspond à l'augmentation rapide de  $\dot{q}_e$  observée précédemment puisque  $\delta$  reste relativement constant dans cet intervalle ( $0 < x < 2.10^{-8}$  m). Stephan et Busse ont aussi expliqué que la diminution rapide de  $T_{lv}$  est due, conformément à ce que montre l'équation (3.16), à une forte diminution de  $\Delta P_c$ , une forte valeur de cette dernière quantité étant requise pour acheminer le liquide vers l'extrémité de la micro-région.  $Q_{mic}$  (3.19) étant la valeur intégrée de  $\dot{q}_e$  entre 0 et  $x$ , elle augmente très rapidement jusqu'à  $x = 0,1 \mu\text{m}$  et continue d'augmenter modérément ensuite. De plus, en observant l'évolution régulière de  $\delta$  après  $x = 0,2 \mu\text{m}$ , on peut avoir une évaluation précise de  $\theta$ , angle de contact entre l'interface et la paroi à la connexion entre la micro-région et le ménisque intrinsèque. Cette valeur est calculée grâce à  $\delta'$  par la relation (3.30),  $\delta'$  restant quasiment constant dans le domaine concerné. Comme Stephan et Busse, on choisira de prendre, pour la suite des calculs, une micro-région de longueur  $x = 1 \mu\text{m}$ . L'angle  $\theta$  est alors calculé par :

$$\theta = \text{atan}(\delta'(x = 1 \mu\text{m})) = \text{atan}\left(\frac{d\delta}{dx}(x = 1 \mu\text{m})\right) \quad (3.30)$$

On peut remarquer que la valeur de la densité de flux de chaleur dans la micro-région est très élevée ( $5,27 \cdot 10^7 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$  pour  $x = 3,2 \cdot 10^{-8} \text{ m}$ ) d'où l'importance de modéliser précisément les transferts de chaleur dans la micro-région au sein d'un modèle macroscopique d'évaporateur : ceci pourra être fait en incorporant, par exemple, dans un tel modèle les résultats présentés dans cette étude.

### 3.2.3.2 Discussion sur la sensibilité du modèle à la constante de dispersion

Dans la partie précédente, nous avons mené nos calculs avec une constante de dispersion  $A$  égale à  $2 \cdot 10^{-21} \text{ J}$ . Cette valeur est issue de la littérature [2] mais la constante de dispersion pour un couple solide/fluide est en général très mal connue. Romestant [3] a étudié la sensibilité du flux de chaleur dans la micro-région ( $Q_{mic}$ ) à cette constante. Il a montré que pour des variations de  $A$  comprises entre  $-75 \%$  et  $300 \%$  à partir de la valeur de référence  $A = 2 \cdot 10^{-21} \text{ J}$ ,  $Q_{mic}$  variait seulement de  $\pm 10\%$ . De plus, nous pouvons nous référer aux travaux de Dasgupta *et al.* [50] qui ont mesuré et caractérisé l'évaporation d'un film d'heptane sur un substrat de silicium. Ils ont constaté que cette constante variait de  $\pm 20\%$  autour d'une valeur de référence (fixée dans ce cas à  $1,07 \cdot 10^{-22} \text{ J}$ ); on donc peut considérer que la sensibilité du modèle de micro-région présenté ici est assez faible aux variations de  $A$ .

Rajoutons que Stephan et Busse [2] ont montré qu'une variation de la constante de dispersion de  $2 \cdot 10^{-21} \text{ J}$  à  $1 \cdot 10^{-21} \text{ J}$  provoque une variation du coefficient d'échange global entre la paroi et la vapeur de seulement  $3\%$ .

### 3.2.3.3 Etudes paramétriques

Dans cette partie, nous allons mettre en évidence quelques résultats importants en faisant une étude paramétrique approfondie du rôle de  $R_c$ ,  $\Delta T = T_w - T_{sat}$ , et  $T_{sat}$  sur les transferts de chaleur et sur l'angle  $\theta$ .

#### a. Sensibilité du rayon de courbure du ménisque intrinsèque $R_c$ à $\varepsilon_1$

Tout d'abord, en utilisant les mêmes données que précédemment (tableau 3.2), on étudie la sensibilité des résultats à  $\varepsilon_1$  et notamment son influence sur le rayon de ménisque intrinsèque  $R_c$ . Ces résultats sont présentés sur la figure 3.8.

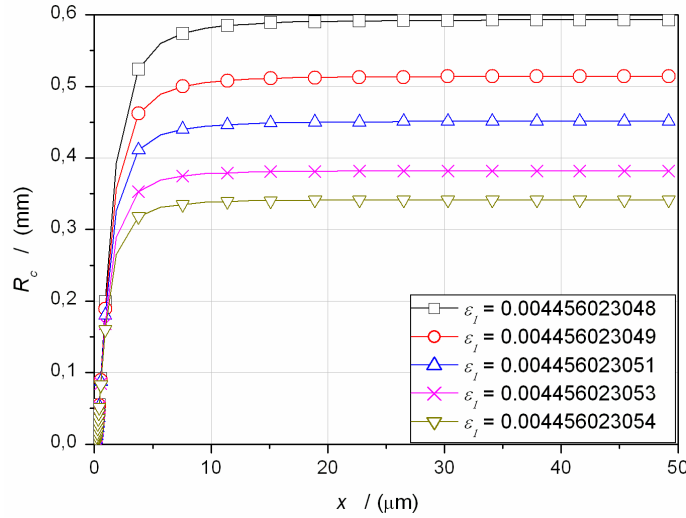


FIG. 3.8 – Evolution de  $R_c$  en fonction de  $x$  pour différentes valeurs de  $\varepsilon_1$

On observe alors qu’une très petite variation de la pente initiale  $\varepsilon_1$  modifie de façon très significative la valeur de  $R_c$  calculée par le modèle. Donc, par la modification initiale de  $\varepsilon_1$ , on peut obtenir n’importe quelle valeur de  $R_c$  dans l’intervalle spécifié (ici, par exemple, entre 0.3 et 0.6 mm), mais sans influencer notablement les valeurs de  $Q_{mic}$  et  $\theta$ , comme on va le voir par la suite.

On peut toutefois noter qu’à la fin du film adsorbé (donc au début de notre zone d’études), le rayon de courbure du ménisque est infini (l’épaisseur de film liquide est constante). Ce rayon diminue jusqu’à une valeur minimale à partir de laquelle il augmente à nouveau, comme indiqué sur la figure 3.8 : cette augmentation est d’ailleurs indispensable pour assurer le pompage capillaire du liquide de la zone de ménisque intrinsèque vers la zone de film adsorbé. La diminution de rayon d’une “valeur infinie” à une valeur minimale se fait pour de très petites abscisses, c’est pour cela qu’elle n’est pas visible sur la figure 3.8. La discrétisation spatiale n’est, en effet, pas assez fine pour visualiser cette évolution en tout début de micro-région.

### b. Influence de $R_c$ sur le flux de chaleur $Q_{mic}$ et l’angle d’accrochage $\theta$

Nous avons étudié l’influence de  $R_c$  sur  $Q_{mic}$  et  $\theta$ . Ces deux quantités ont été évaluées à une abscisse  $x = 1 \mu m$ , longueur typique de la micro-région et pour des valeurs de paramètres indiquées dans le tableau 3.2. Les résultats sont présentés dans le tableau 3.3.

$R_c$ (mm)	$Q_{mic}(W.m^{-1})$	$\theta$ (°)
0,312	6,815	18,81
0,382	6,816	18,77
0,47	6,817	18,75
0,587	6,818	18,73
0,81	6,820	18,70
4,35	6,822	18,65
12,4	6,822	18,64

TAB. 3.3 – Valeurs de  $Q_{mic}$  et  $\theta$  en fonction du rayon de ménisque intrinsèque ( $T_{sat} = 300$  K,  $T_w = 301$  K et  $x = 1\mu\text{m}$ )

Le tableau 3.3 et la figure 3.9 montrent que  $Q_{mic}$  et  $\theta$  restent quasiment constants sur une très grande plage de valeurs de  $R_c$  : une multiplication par 40 du rayon de courbure entraîne des écarts relatifs entre les deux valeurs extrêmes de  $Q_{mic}$  et  $\theta$  évaluées respectivement à 0,1 % et 0,9 %. On considèrera donc que les valeurs de  $Q_{mic}$  et  $\theta$  sont indépendantes de la valeur de  $R_c$ . Cette affirmation est d'autant plus vraie si l'on se situe dans une plage de valeurs de rayon de ménisque intrinsèque correspondant aux dimensions caractéristiques d'une demi-rainure de caloduc rainuré (on prendra, par exemple, une largeur de rainure de l'ordre du millimètre).

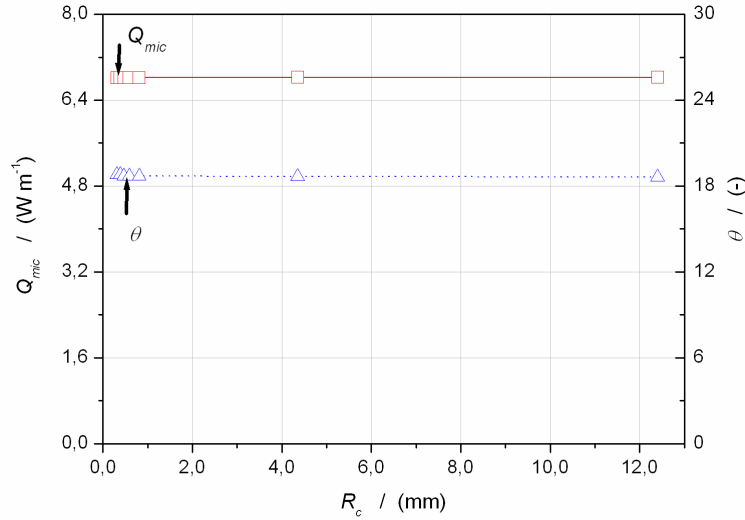


FIG. 3.9 – Evolutions de  $Q_{mic}$  et  $\theta$  en fonction du rayon de ménisque intrinsèque ( $T_{sat} = 300$  K,  $T_w = 301$  K et  $x = 1\mu\text{m}$ )

Ces résultats montrent que les transferts intervenant dans la micro-région sont **indépendants** de la zone de ménisque intrinsèque. En particulier, **il n’y a pas de lien direct entre  $\theta$  et  $R_c$  : le comportement macroscopique du ménisque ne semble pas être influencé par les phénomènes d’accrochage à la paroi**. Ainsi, la forme de l’interface liquide/vapeur n’est pas, comme on peut le considérer d’un point de vue macroscopique, totalement un cercle parfait<sup>2</sup>.

Ces résultats ne sont pas en accord avec les travaux menés avec différents modèles macroscopiques antérieurs [36, 57] pour lesquels la valeur constante du rayon du ménisque intrinsèque était déterminée directement par la valeur de l’angle de contact à la fin de la micro-région (éq. 3.31). De la même façon, Ha *et al.* [59] résolvent d’abord l’hydrodynamique de l’écoulement dans la rainure entière pour déterminer la valeur constante du rayon de courbure de ménisque intrinsèque - notamment au niveau de l’évaporateur ; cette valeur sert ensuite à déterminer directement la valeur de l’angle à la sortie de la micro-région.

Cependant, dans notre modèle, la valeur de  $\theta$  ainsi calculée dans la micro-région correspond à la valeur de l’angle macroscopique minimal de l’accrochage du ménisque à la paroi : en effet, dans la zone macroscopique, l’angle de contact ne peut pas être inférieur à cette valeur. Si tel était le cas, l’écoulement du liquide nécessaire pour assurer l’évaporation dans la micro-région serait empêché, on aurait alors un phénomène de décrochage du ménisque. Ainsi,  $\theta$  permet de déterminer la valeur minimale de  $R_c$ ,  $R_{c,min}$ , grâce à la relation suivante (3.31) obtenue par un simple calcul géométrique :

$$R_{c,min} = \frac{b/2}{\cos\theta} \quad (3.31)$$

où  $b$  est la largeur de la rainure (figure 3.1).

En résumé, la valeur du rayon du ménisque intrinsèque, pour une rainure donnée, est déterminée par les caractéristiques hydrodynamiques de l’écoulement dans le caloduc mais ne peut pas être inférieur à une valeur limite  $R_{c,min}$ , conséquence des phénomènes d’accrochage à la paroi comme ceci est illustré sur la figure 3.10.

---

<sup>2</sup>Les variations d’échelle entre micro-région et zone de ménisque intrinsèque sont tellement grandes (environ 3 ordres de grandeur) qu’il est impossible de représenter sur un schéma la variation de courbure entre ces deux zones. A l’échelle du ménisque intrinsèque, le cercle apparaît alors comme parfait.

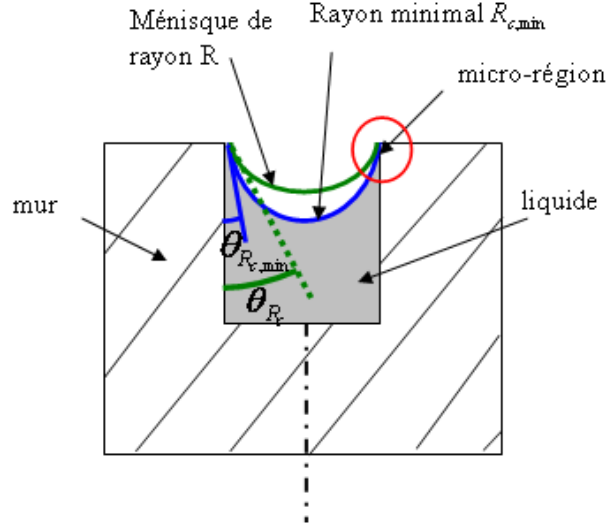


FIG. 3.10 – Visualisation des angles d'accrochage microscopique et macroscopique au niveau du ménisque

**c. Influence de  $\Delta T = T_w - T_{sat}$  sur le flux de chaleur  $Q_{mic}$  et sur l'angle d'accrochage  $\theta$**

Maintenant, nous allons considérer l'ammoniac à la température  $T_{sat} = 30 \text{ °C}$  et nous imposons un écart de température  $\Delta T = T_w - T_{sat}$  avec la température de paroi  $T_w$  variant de  $30,1 \text{ °C}$  à  $40 \text{ °C}$ . Les propriétés thermophysiques de l'ammoniac à  $30 \text{ °C}$  sont répertoriées dans le tableau 3.4.

Paramètres	Unité	Notation	Valeur
Constante de dispersion	(J)	$A$	$2.10^{-21}$
Masse volumique liquide	( $\text{kg.m}^{-3}$ )	$\rho_l$	595,17
Masse volumique vapeur	( $\text{kg.m}^{-3}$ )	$\rho_v$	9,0533
Conductivité liquide	( $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )	$\lambda_l$	0,47135
Enthalpie de changement de phase	( $\text{J.kg}^{-1}$ )	$h_{lv}$	$1144,39.10^3$
Viscosité dynamique liquide	(Pa.s)	$\mu_l$	$1,2545.10^{-4}$
Tension de surface	( $\text{N.m}^{-1}$ )	$\sigma$	0,023276
Coefficient d'accomodation	(-)	$\hat{\sigma}$	1
Température de saturation	( $\text{°C}$ )	$T_{sat}$	30
Constante des gaz parfaits	( $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$ )	$r_g$	488
Paramètre numérique	(-)	$\varepsilon_2$	0,1
Paramètre numérique	(-)	$\varepsilon_1^I$	$0,1.10^{-3}$
Paramètre numérique	(-)	$\varepsilon_1^{II}$	$1.10^{-3}$

TAB. 3.4 – Données utilisées pour l'obtention des résultats regroupés sur la figure 3.11

Les évolutions de  $Q_{mic}$  et  $\theta$  obtenues en fonction de  $\Delta T$  sont regroupées sur la figure 3.11 :

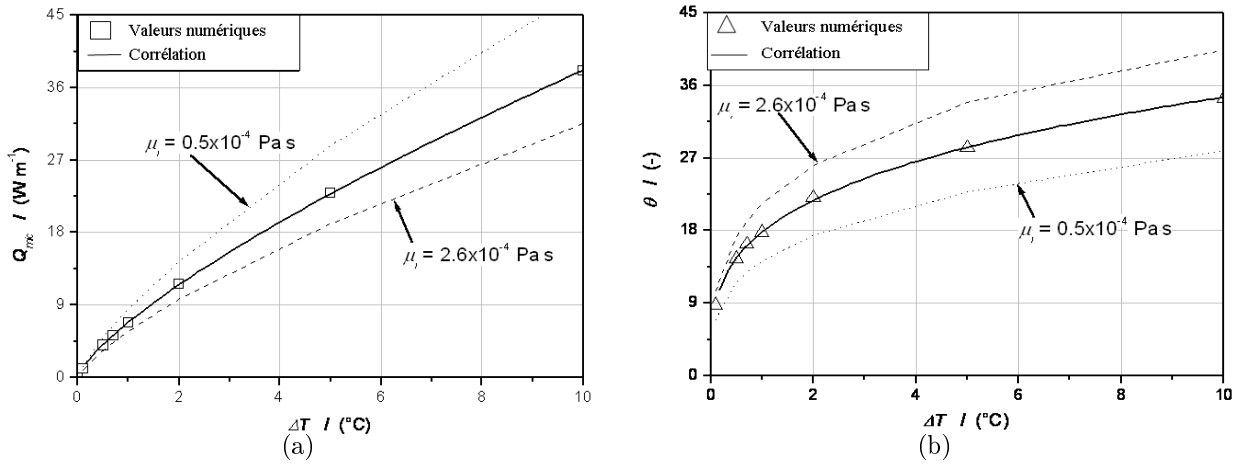


FIG. 3.11 – Evolutions de (a)  $Q_{mic}$  et (b)  $\theta$  en fonction de  $\Delta T$  ( $T_{sat} = 30^\circ\text{C}$ ,  $x = 1 \mu\text{m}$ )

On constate que  $Q_{mic}$  augmente avec  $\Delta T$  (figure 3.11-a), entraînant une augmentation de  $\theta$  (figure 3.11-b) ; en effet,  $Q_{mic}$  et  $\dot{m}_l$  augmente naturellement simultanément (équations (3.18) et (3.19)) provoquant alors une augmentation des pertes de pression de l'écoulement du liquide (cf. équation (3.13)). Par conséquent, l'élément moteur qui permet l'acheminement du liquide vers le début de la micro-région doit lui aussi augmenter (3.2). Ceci n'est possible que si la section transversale du liquide augmente le long de la micro-région, ce qui implique l'allure de  $\theta$  observée.

Mathieu *et al.* [63] et Ma *et al.* [36] sont arrivés aux mêmes conclusions.

De plus, pour confirmer l'influence des pertes de pression de l'écoulement du liquide sur  $Q_{mic}$  et  $\theta$ , l'influence de la viscosité du liquide  $\mu_l$  sur ces deux dernières quantités a été appréciée : pour cela, on a modifié artificiellement la valeur de  $\mu_l$  par rapport aux valeurs reportées dans le tableau 3.4, les autres données restant strictement identiques. Les résultats de la figure 3.11-b montrent que, pour  $\Delta T$  fixé, plus  $\mu_l$  diminue, plus  $\theta$  devient petit. En effet, les pertes de pression du liquide diminuent avec  $\mu_l$  menant à une diminution de la section de passage liquide (d'après ce que l'on a vu ci-dessus) et donc de  $\theta$ . Par conséquent, toute chose égale par ailleurs, d'après les équations (3.17) et (3.19), l'augmentation de  $Q_{mic}$  lorsque  $\mu_l$  décroît (figure 3.11-a) semble être principalement due à la diminution de l'épaisseur de liquide donc de la résistance de conduction entre la paroi et l'interface. Cette dernière explication confirme le fait que  $Q_{mic}$  et  $\theta$  restent très dépendants l'un de l'autre.

#### d. Influence de la température de saturation $T_{sat}$ sur le flux de chaleur $Q_{mic}$ et sur l'angle d'accrochage $\theta$

Nous avons ensuite analysé l'influence de  $T_{sat}$  sur  $Q_{mic}$  et  $\theta$  (toujours pour une étendue de  $1 \mu\text{m}$ ) avec  $T_{sat}$  variant de  $-60 \text{ }^\circ\text{C}$  à  $90 \text{ }^\circ\text{C}$  et en considérant les propriétés de l'ammoniac dépendantes de  $T_{sat}$ . Des calculs ont été menés pour différentes valeurs de  $\Delta T$  entre  $0,1 \text{ }^\circ\text{C}$  et  $5 \text{ }^\circ\text{C}$ . Les résultats sont rassemblés sur la figure 3.12.

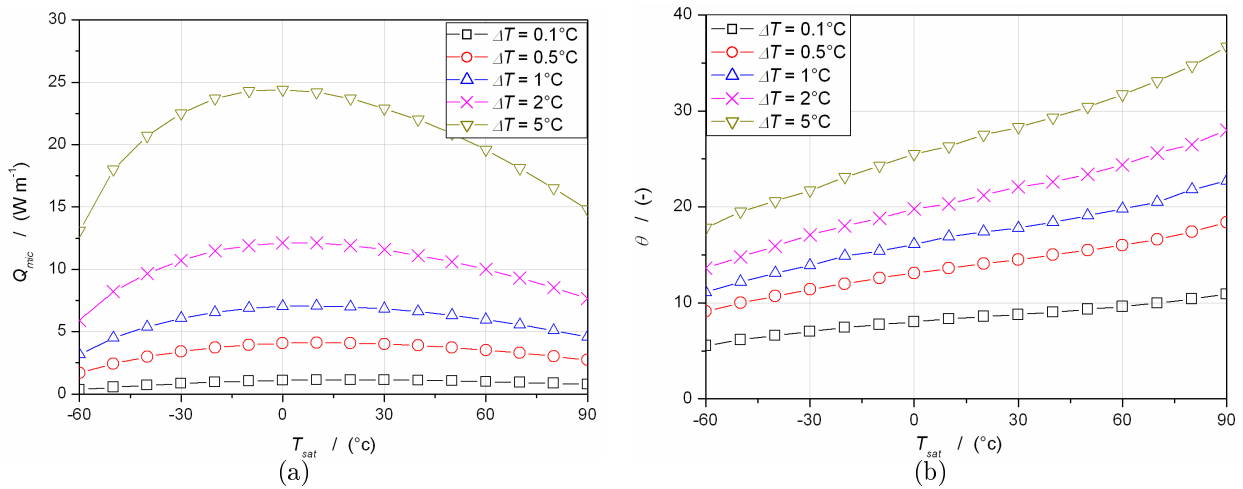


FIG. 3.12 – Evolutions de (a)  $Q_{mic}$  et (b)  $\theta$  en fonction de  $T_{sat}$  ( $x = 1 \mu\text{m}$ )

D'une part, la figure 3.12-a, montre que, pour des valeurs croissantes de  $T_{sat}$ ,  $Q_{mic}$  commence par augmenter avant d'atteindre une valeur maximale au-delà de laquelle il diminue. Cette évolution résulte, en particulier, des équations (3.17) et (3.22) : ces dernières sont fortement dépendantes des propriétés thermophysiques dont l'évolution diffère grandement avec la température  $T_{sat}$ . Cette valeur maximale dépend de  $\Delta T$  : plus  $\Delta T$  augmente, plus le maximum est atteint pour des petites valeurs de  $T_{sat}$ . Par exemple,  $Q_{mic,max}(\Delta T = 5^\circ\text{C}) = 24,4 \text{ W.m}^{-1}$  pour  $T_{sat} = 0^\circ\text{C}$  alors que  $Q_{mic,max}(\Delta T = 0,1^\circ\text{C}) = 1,13 \text{ W.m}^{-1}$  pour  $T_{sat} = 20^\circ\text{C}$ .

D'autre part, la figure 3.12-b montre que l'angle de contact en sortie de micro-région  $\theta$  augmente avec  $T_{sat}$  quelles que soient les valeurs de  $\Delta T$  : en effet, pour  $\Delta T = 5^\circ\text{C}$ ,  $\theta$  augmente de  $17,8^\circ$  (pour  $T_{sat} = -60^\circ\text{C}$ ) à  $36,7^\circ$  (pour  $T_{sat} = 90^\circ\text{C}$ ), représentant une augmentation de 106% entre les deux températures.

Pour finir, on a appliqué le modèle présenté ici à un caloduc rainuré à rainures rectangulaires utilisant le couple aluminium/ammoniac, pour  $b = 0,6 \text{ mm}$  et pour différentes valeurs de  $T_{sat}$ , afin d'analyser les performances du caloduc en fonction de  $\Delta T$ . En effet, comme on a



vu que la valeur minimale du rayon de courbure du ménisque intrinsèque  $R_{c,min}$  est liée à la valeur de  $\theta$  (relation (3.31)), la valeur maximale du saut de pression capillaire qui peut être atteinte dans ce type de caloduc est donnée par la relation (cf. relation (1.5) du chapitre 1) :

$$\Delta P_{c,max} = \frac{\sigma}{R_{c,min}} \quad (3.32)$$

Par conséquent, on peut voir que, grâce à cette dernière relation, une augmentation de  $Q_{mic}$  (et donc de  $\theta$ ) provoque une diminution de  $\Delta P_{c,max}$ , provoquant donc une diminution de la capacité maximale de transport de chaleur du caloduc. En d'autres termes, **plus la densité de flux de chaleur injecté dans le caloduc est grande (provoquant donc une augmentation du flux passant dans la micro-région), plus la capacité du caloduc à assurer le retour du liquide du condenseur vers l'évaporateur diminue.** En effet, pour un caloduc donné, prendre en compte l'augmentation de l'angle de contact "microscopique" avec le flux injecté conduit à une limitation de la capacité maximale de transport du caloduc à rainures rectangulaires qui peut atteindre 10 à 20% pour de très fortes densité de flux (grand  $\Delta T$ ) pour le couple aluminium/ammoniac. La figure 3.13 illustre ces résultats en montrant la diminution de  $\Delta P_{c,max}$  en fonction de  $\Delta T$  pour trois différentes valeurs de  $T_{sat}$ . On peut aussi remarquer que plus  $T_{sat}$  est petit, plus  $\Delta P_{c,max}$  devient grand (cf. figure 3.12-b), principalement en raison de l'augmentation de  $\sigma$ , la valeur du rayon  $R_{c,min}$  étant moins influencée par les variations de  $T_{sat}$ .

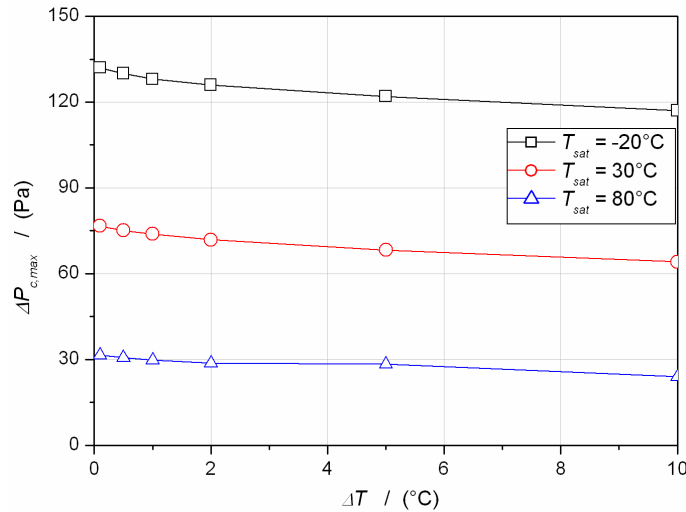


FIG. 3.13 – Saut de pression capillaire maximal en fonction de  $\Delta T$  ( $x = 1\mu\text{m}$ )

Nous pouvons noter que pour des caloducs à rainures triangulaires ou de type "goutte", la détermination du rayon de courbure du ménisque  $R_{c,min}$  est différente par rapport au calcul fait dans le cas de rainures rectangulaires. En effet, avec les notations de la figure 3.14, on a :

$$R_{c,min} = \begin{cases} b/2 & \text{si } \theta \leq \alpha \\ b/2 / (\cos(\theta - \alpha)) & \text{si } \theta > \alpha \end{cases} \quad (3.33)$$

Par rapport aux rainures rectangulaires, la valeur de  $R_{c,min}$ , pour les rainures triangulaires ou de type “goutte”, est donc, pour des conditions de fonctionnement données (mêmes valeurs de  $\Delta T$ ,  $T_{sat}$  et  $b$ ), plus faible ou égale : les performances de pompage capillaire s’en trouvent alors améliorées.

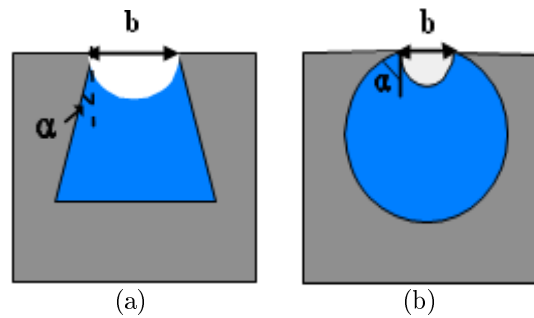


FIG. 3.14 – Visualisation de l'accrochage du ménisque à la paroi dans (a) les rainures triangulaires et (b) dans les rainures de type “goutte”

### 3.2.4 Corrélations permettant de caractériser la micro-région dans un modèle macroscopique

Afin de s’assurer que pour une telle longueur de micro-région ( $x = 1 \mu m$ ), les phénomènes de paroi liés à la pression de disjonction n’influencent plus la forme du ménisque, nous avons choisi, en utilisant les résultats de la figure 3.7, de comparer les ordres de grandeur de la pression de disjonction et de la pression capillaire pour une abscisse de  $0,5 \mu m$ . Les valeurs prises pour les différents paramètres utilisés ainsi que les résultats obtenus sont regroupés dans le tableau 3.5.

Paramètres	Unité	Notation	Valeur
Constante de dispersion	( $J$ )	$A$	$2 \times 10^{-21}$
Épaisseur de film liquide	( $m$ )	$\delta$	$1,5 \cdot 10^{-7}$
Tension de surface	( $N m^{-1}$ )	$\sigma$	0,02
Rayon du ménisque intrinsèque	( $m$ )	$R_c$	$5 \cdot 10^{-4}$
Résultats	Unité	Notation	Valeur
Pression de disjonction	( $Pa$ )	$P_d = \frac{A}{\delta^3}$	0,6
Pression capillaire	( $Pa$ )	$\frac{\sigma}{R_c}$	40

TAB. 3.5 – Calculs des ordres de grandeur des pressions de disjonction et capillaire pour  $x = 0,5 \mu m$  (cf. figure 3.7)

Les résultats du tableau 3.5 montrent que la pression capillaire est déjà largement supérieure à la pression de disjonction pour une abscisse de  $0,5 \mu m$ . Par conséquent, on peut considérer que les phénomènes de paroi deviennent négligeables par rapport à la tension de surface. Choisir une micro-région de longueur  $x = 1 \mu m$  pour le couple ammoniac/aluminium (pour laquelle l'épaisseur de film liquide sera encore plus grande et donc la pression de disjonction encore plus petite que celle calculée ici) permet donc de s'affranchir des phénomènes de paroi dans le modèle macroscopique dans lequel les corrélations précédemment déterminées pourront être directement incluses.

Avec les résultats de la section 3.2.3.3-c, pour  $\mu_l = 1,25 \cdot 10^{-4} Pa \cdot s$ , deux corrélations permettant de mener à une relation simple entre  $Q_{mic}$  et  $\theta$  en fonction de  $\Delta T$ . Ces dernières permettront de caractériser les transferts se déroulant dans une **micro-région fixée à  $1 \mu m$  de longueur**, pour  $T_{sat} = 30^\circ C$  :

$$Q_{mic}(x = 1 \mu m) = a \Delta T^n \quad (3.34)$$

$$\theta(x = 1 \mu m) = b \Delta T^m \quad (3.35)$$

avec  $a = 6,87323$ ,  $n = 0,74452$  (le coefficient de régression  $R^2$  étant égal à 0.99995) et  $b = 17,8146$ ,  $m = 0,28783$  ( $R^2$  étant égal à 0.99918).

Les tableaux 3.6 et 3.7 permettent de répertorier les valeurs de  $a$ ,  $n$ ,  $b$  et  $m$  pour des valeurs de  $T_{sat}$  comprises entre  $-60^\circ C$  et  $90^\circ C$ .

On peut remarquer que pour un écart nul de température entre la paroi et la vapeur ( $T_w = T_{sat}$ ), le flux dans la micro-région est nul (relation (3.34)). En l'absence de flux, au niveau de la micro-région, le film liquide n'est plus déformé et se maintient à une épaisseur constante, ce qui explique pourquoi  $\theta$  est aussi nul dans ce cas-là (relation (3.35)). Par

conséquent, si l'écart de température est nul au niveau de la micro-région, l'épaisseur de film reste constante et égale à celle du film adsorbé empêchant tout échange de chaleur.

$T_{sat}$ (°C)	$a$	$n$	$R^2$
-60	3,02011	0,93522	0,99910
-50	4,57720	0,84311	0,99987
-40	5,44389	0,82488	0,99994
-30	6,10267	0,80729	0,99996
-20	6,60886	0,79015	0,99996
-10	6,91109	0,77809	0,99996
0	7,06584	0,76738	0,99996
10	7,12057	0,75405	0,99988
20	7,02967	0,75153	0,99995
30	6,87323	0,74452	0,99995
40	6,64129	0,73874	0,99992
50	6,35518	0,73344	0,99989
60	6,00216	0,72943	0,99990
70	5,59087	0,72492	0,99991
80	5,13358	0,72048	0,99990
90	4,63283	0,71417	0,99983

TAB. 3.6 – Valeurs de  $a$  et  $n$  pour le calcul de  $Q_{mic}$  (relation 3.34)

$T_{sat}$ (°C)	$b$	$m$	$R^2$
-60	11.12852	0.29499	0.99967
-50	12.16494	0.28542	0.99946
-40	13.01898	0.28206	0.99966
-30	13.8623	0.27975	0.99937
-20	14.6636	0.27826	0.99901
-10	15.33682	0.28092	0.99927
0	16.02963	0.28135	0.99872
10	16.56886	0.28145	0.99888
20	17.28444	0.28324	0.99904
30	17.8146	0.28783	0.99918
40	18.36403	0.29013	0.9995
50	19.0416	0.28928	0.99931
60	19.74582	0.29155	0.99918
70	20.49177	0.2948	0.99918
80	21.51507	0.29272	0.99906
90	22.63649	0.29438	0.99906

TAB. 3.7 – Valeurs de  $b$  et  $m$  pour le calcul de  $\theta$  (relation 3.35)

Tous les calculs répertoriés dans les tableaux 3.6 et 3.7 ont été accomplis en adaptant les données thermophysiques en fonction de la température  $T_{sat}$  utilisée.

De la même façon, des corrélations peuvent être proposées pour exprimer  $a$ ,  $n$ ,  $b$  et  $m$  sous forme de polynômes fonctions de  $T_{sat}$  :

$$a, b, n, m = \sum_{i=0}^l \alpha_i T_{sat}^i \quad (3.36)$$

les valeurs des coefficients  $\alpha_i$  sont répertoriées dans le tableau 3.8.

$T_{sat}$ (°C)	$a$	$n$	$b$	$m$
$l$	6	6	6	5
$R^2$	0,99943	0,99519	0,99992	0,96758
$\alpha_0$	7,05627	0,76876	16,01015	0,28097
$\alpha_1$	0,01105	-0,00125	0,06436	$1,6023 \cdot 10^{-4}$
$\alpha_2$	$-5,8073 \cdot 10^{-4}$	$2,2119 \cdot 10^{-6}$	$-2,0225 \cdot 10^{-4}$	$1,94976 \cdot 10^{-6}$
$\alpha_3$	$9,33695 \cdot 10^{-7}$	$3,7190 \cdot 10^{-7}$	$1,2785 \cdot 10^{-6}$	$-4,2122 \cdot 10^{-8}$
$\alpha_4$	$-1,42429 \cdot 10^{-8}$	$7,2711 \cdot 10^{-10}$	$1,5983 \cdot 10^{-8}$	$4,1153 \cdot 10^{-10}$
$\alpha_5$	$7,7982 \cdot 10^{-10}$	$-1,3579 \cdot 10^{-10}$	$2,0190 \cdot 10^{-10}$	$-2,2900 \cdot 10^{-12}$
$\alpha_6$	$-5,7850 \cdot 10^{-12}$	$9,8647 \cdot 10^{-13}$	$-1,3090 \cdot 10^{-12}$	-

TAB. 3.8 – Valeurs des  $\alpha_i$  pour  $a$ ,  $n$ ,  $b$  et  $m$  (3.36)

La figure 3.15 permet d’observer l’évolution des coefficients  $a$ ,  $n$ ,  $b$  et  $m$  en fonction de  $T_{sat}$ .

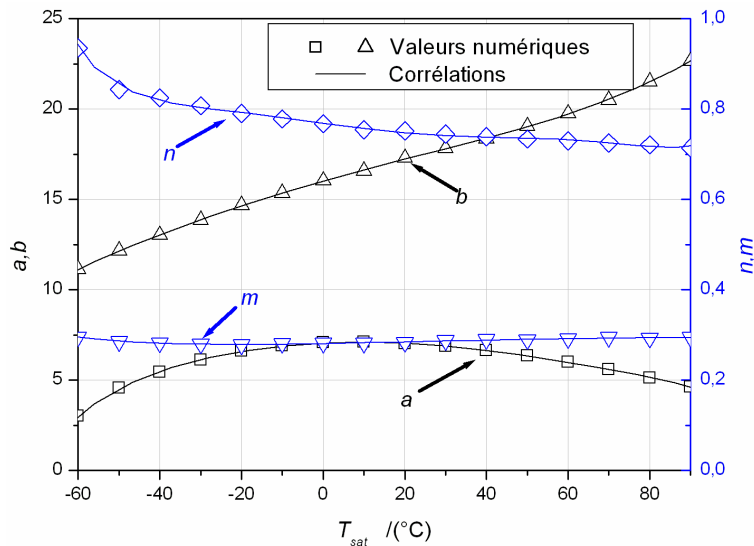


FIG. 3.15 – Evolutions des paramètres  $a$ ,  $n$ ,  $b$  et  $m$  en fonction de  $T_{sat}$ .

Premièrement, on peut noter que  $a$  dépend fortement de  $T_{sat}$  : pour de petites valeurs de  $T_{sat}$ ,  $a$  augmente pour atteindre une valeur maximale pour  $T_{sat} = 10$  °C au-delà de laquelle il décroît. Cette évolution suit l'évolution de  $Q_{mic}$  en fonction de  $T_{sat}$  visible sur la figure 3.12-a. En ce qui concerne  $\theta$ ,  $b$  augmente régulièrement avec  $T_{sat}$ , ce qui peut être directement relié à l'évolution de  $\theta$  en fonction de  $T_{sat}$  (cf. figure 3.12-b);  $m$  reste, quant à lui, quasiment constant quelles que soient les valeurs de  $T_{sat}$  : par conséquent, la dépendance de  $\theta$  à  $\Delta T$  n'est pas très forte ( $m = 0,3$ ) et cette dépendance reste identique quelle que soit la valeur de  $T_{sat}$ .

Pour une valeur de  $T_{sat}$  donnée, les corrélations (3.34) et (3.35) peuvent être introduites dans un modèle thermique macroscopique d'évaporateur rainuré (prenant en compte la thermo-hydraulique du problème dans toute la rainure), en tant que termes sources, dépendants uniquement de  $\Delta T$ , afin de caractériser précisément les transferts de chaleur et l'angle de contact dans la micro-région : dans un modèle 2D ou 3D, on peut définir une maille isolée de 1  $\mu\text{m}$  de longueur caractérisée par ses paramètres géométriques et par des conditions aux limites imposées par les relations (3.34) et (3.35). Avec une telle approche, la micro-région est précisément décrite (notamment grâce à l'angle de contact à la ligne triple), rendant le modèle macroscopique d'évaporateur plus complet ; de plus, ce faisant, on peut facilement accéder à la valeur du flux passant dans la micro-région.

### 3.2.5 Comparaison des résultats avec un autre couple fluide/métal

Dans cette section, nous comparons les performances de plusieurs fluides, pour une même température de saturation ( $T_{sat} = 30$  °C), à travers l'évolution de  $Q_{mic}$  et  $\theta$  en fonction de  $\Delta T$  (cf figure 3.16). Nous comparons notamment les performances des couples aluminium/ammoniac, cuivre/méthanol et heptane/silicium.

Pour l'ensemble des fluides que nous avons utilisé, il est encore une fois difficile de trouver dans la littérature une valeur fiable de la constante de dispersion  $A$ . Les valeurs de  $A$  utilisées pour les calculs exposés ici sont issues de [59] pour le couple méthanol/cuivre et de [50] pour le couple heptane/silicium. Comme Romestant [3] a fait pour le cas de l'ammoniac, nous avons fait varier cette constante autour d'une valeur de référence pour chaque fluide, et nous n'avons pas observé de différences significatives.

Nous observons que le choix du fluide est un paramètre très important pour s'assurer des meilleures performances : nous voyons notamment que la valeur de  $Q_{mic}$  pour l'ammoniac est nettement plus importante que celle pour le méthanol et l'heptane. Cependant, vu que  $\theta_{ammoniac} > \theta_{heptane} > \theta_{methanol}$ , la capacité de transport maximale sera moins limitée pour les caloducs à rainures rectangulaires à forte puissance dans le cas du méthanol ; viendrons ensuite l'heptane et l'ammoniac.

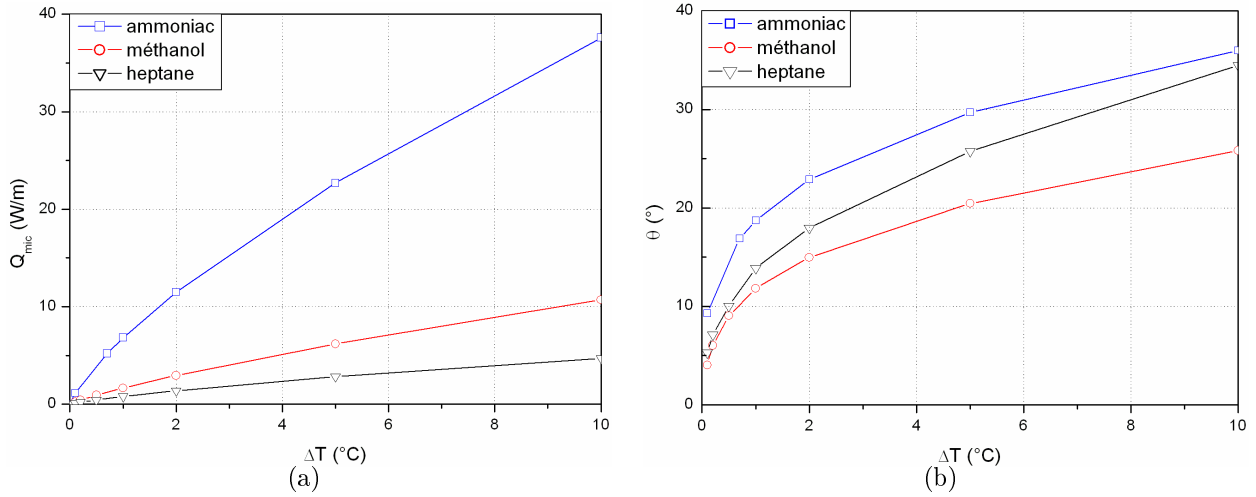


FIG. 3.16 – Comparaison des performances des fluides : (a) évolution de  $Q_{mic}$  et (b)  $\theta$  en fonction de  $\Delta T$  ( $T_{sat} = 30$  °C)

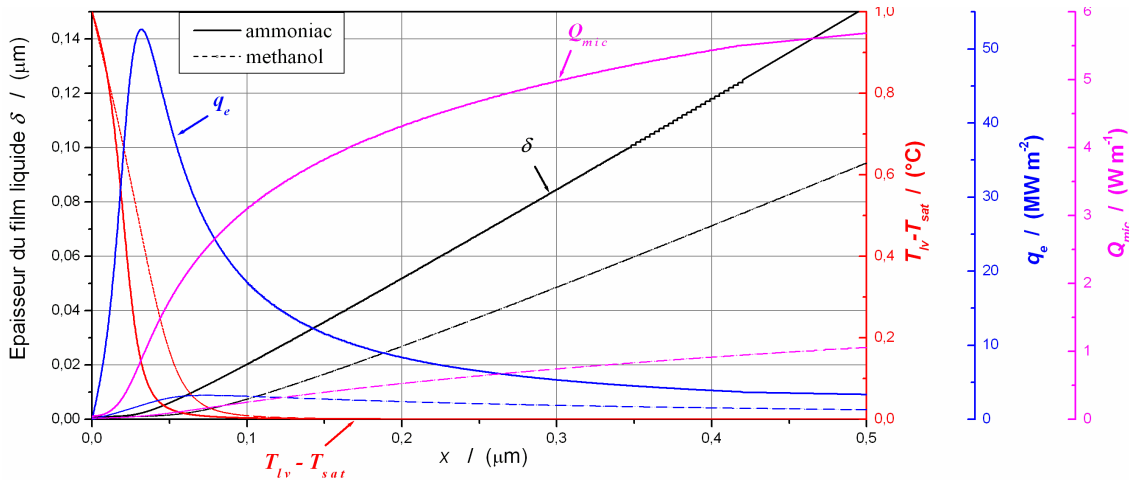


FIG. 3.17 – Comparaison des évolutions de  $\delta$ ,  $T_{lv} - T_{sat}$ ,  $\dot{q}_e$  et  $Q_{mic}$  en fonction de  $x$  pour le méthanol et l’ammoniac ( $T_{sat} = 30$  °C et  $\Delta T = 1$  °C)

Sur la figure 3.17 ne sont tracées que les évolutions des quantités pour l’ammoniac et le méthanol afin de comprendre les différences concernant les valeurs de  $Q_{mic}$  sur la figure 3.16-(a). On peut voir que la densité de flux surfacique  $\dot{q}_e$  atteint sa valeur maximale bien en-deça de la fin de la micro-région ( $x = 1 \mu m$ ) pour le méthanol aussi. Cependant cette valeur maximale est bien plus faible (environ 20 fois) que dans le cas de l’ammoniac. Par contre, la localisation de cette valeur selon  $x$  coïncide toujours avec une valeur minimale  $T_{lv} - T_{sat}$  pour une épaisseur de film de liquide quasiment constante. Si l’on compare les épaisseurs de film de liquide dans cette zone, on constate qu’elles sont très faibles ; d’après ce que l’on a vu précédemment, la résistance thermique qui est à prendre en compte dans cette zone

est donc principalement la résistance d'évaporation  $R_{evap}$ . Si l'on évalue ces deux résistances dans le cas de l'ammoniac et du méthanol à  $T_{sat} = 30$  °C, on obtient :  $R_{evap}(ammoniac) = 1,23.10^{-8}$  K.W<sup>-1</sup>.m<sup>2</sup> et  $R_{evap}(methanol) = 2,58.10^{-7}$  K.W<sup>-1</sup>.m<sup>2</sup>. On a donc un rapport  $R_{evap}(methanol)/R_{evap}(ammoniac) \approx 20,8$ , qui explique la différence observée entre les densités de flux maximales pour ces deux fluides. De même, si l'on évalue  $R_{evap}(heptane)$  à  $T_{sat} = 30$  °C, on obtient  $R_{evap}(heptane) = 3,01.10^{-7}$  K.W<sup>-1</sup>.m<sup>2</sup>. On comprend alors pourquoi  $Q_{mic}$  est plus faible dans le cas de l'heptane que dans le cas de l'ammoniac. Cependant, les valeurs des résistances d'évaporation sont très proches pour l'heptane et le méthanol : les différences de flux transféré s'explique alors par les différences des valeurs des résistances de conduction pour ces deux fluides ( $\lambda_{l,methanol} = 0,203$  W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup> et  $\lambda_{l,heptane} = 0,11$  W.m<sup>-1</sup>.K<sup>-1</sup>). Vu les évolutions de  $\theta$  sur la figure 3.16-(b), on voit que  $\theta_{heptane} > \theta_{methanol}$ , on en déduit alors que  $\tilde{\delta}_{heptane} > \tilde{\delta}_{methanol}$ <sup>3</sup>. Donc si l'on compare les résistances de conduction, on obtient :  $\tilde{\delta}_{heptane}/\lambda_{l,heptane} > \tilde{\delta}_{methanol}/\lambda_{l,methanol}$ , soit  $Q_{mic}(methanol) > Q_{mic}(heptane)$ .

Les évolutions de  $\theta$  sur la figure 3.16-(b) résultent en particulier de la valeur de  $Q_{mic}$  et de la valeur de la viscosité de chaque fluide.

### 3.3 Conclusion du chapitre 3

Les phénomènes ayant lieu lors des transferts de chaleur par évaporation dans les caloducs rainurés sont nécessairement confrontés à la description des transferts près de la ligne de contact à très petite échelle. Un modèle a donc été élaboré pour mener une étude approfondie des transferts de masse et de chaleur au niveau de la micro-région dans ce contexte précis.

On a d'abord mis en évidence, grâce à une étude paramétrique, un résultat très important : **l'angle de contact au niveau de la micro-région et le rayon du ménisque intrinsèque semblent totalement indépendants l'un de l'autre**. Cet angle de contact permet toutefois de déterminer la valeur minimale du rayon du ménisque intrinsèque.

On a aussi pu voir que **l'augmentation du flux au niveau de la micro-région** (et donc de la densité de flux injectée à l'évaporateur) **provoque une augmentation de la section liquide dans la micro-région et donc une éventuelle diminution** (selon la forme des rainures) **de la capacité maximale de transport du caloduc rainuré**.

Enfin, on a montré que le flux transféré et l'angle de contact dans la micro-région sont fortement dépendants de la température de saturation du fluide.

Grâce aux résultats obtenus, des corrélations ont été proposées pour  $Q_{mic}$  et  $\theta$  afin de caractériser précisément les transferts de chaleur, dans une micro-région de 1  $\mu\text{m}$  de longueur,

---

<sup>3</sup>La notation  $\tilde{\delta}$  correspond à une valeur moyenne de l'épaisseur de film liquide  $\delta$  le long de la micro-région



en fonction de  $T_{sat}$  pour le couple aluminium/ammoniac. Ces corrélations peuvent constituer des sous-modèles d'un modèle macroscopique global d'évaporateur.

Ce type d'étude pourra être étendu à d'autres couples fluide/métal afin de proposer des corrélations étendues à des problèmes d'intérêt applicatif hors du domaine spatial.

Il est cependant important de préciser que le modèle exploité ici a été développé dans l'hypothèse où le milieu étudié se comportait toujours comme un milieu continu, et ce, malgré les très faibles dimensions de l'épaisseur de film liquide, en particulier près du film adsorbé ( $\delta < 0,01\mu\text{m}$ ). Cette hypothèse peut être contestée pour ramener le problème à des échelles où la physique reste encore très mal connue et maîtrisée. Cependant, à notre niveau de connaissance, ce modèle reste un excellent outil pour décrire les phénomènes de transferts entre le film adsorbé et la ménisque intrinsèque (confirmé par les travaux des différents auteurs cités).

Une réserve reste aussi à émettre quant à l'utilisation de l'hypothèse de lubrification. Pour utiliser cette dernière, on doit avoir la relation  $\Delta\delta/\Delta x \ll 1$  le long de la micro région. Dans notre cas, ce rapport est plus petit que 1 mais il n'est pas très petit devant 1. En effet, par exemple, dans le cas des résultats obtenus pour valider notre modèle en le comparant à celui de Stephan et Busse (figure 3.7), on a  $\Delta\delta/\Delta x \approx 0,3$ . Cette valeur assez importante s'explique par la très grande valeur du flux dans cette région qui impose une section de passage du liquide relativement grande par rapport à la longueur de la micro-région. La valeur de ce rapport se rapproche même de 1 quand la différence de températures entre la paroi et la vapeur devient importante : par exemple, pour,  $T_{sat} = 30^\circ\text{C}$ ,  $\Delta T = 10^\circ\text{C}$ , on a  $\Delta\delta/\Delta x \approx 0,7$ . Cependant, au vu de son utilisation par de très nombreux auteurs, l'hypothèse de lubrification reste un moyen simple et, a priori, fiable pour caractériser les transferts dans la micro-région.

Ceci est confirmé par Potash et Wayner [33] qui ont développé un modèle plus complet en considérant un écoulement 2D en coin. Ils ont obtenu des résultats comparables à nos valeurs même si les comparaisons restent limitées, les données utilisées dans leurs travaux n'étant pas totalement explicitées dans l'article. De même, Rossome [7] a développé un modèle 2D de micro-région et a montré que cela influençait peu les résultats par rapport à ceux obtenus à partir d'un modèle 1D.

# Chapitre 4

## Modélisation des transferts de masse et de chaleur au sein du film liquide dans un caloduc tournant

### 4.1 Introduction

Dans cette partie, nous nous intéressons à la modélisation des transferts de masse et de chaleur dans les caloducs tournants (cf. figure 4.1). L'étude va porter principalement sur la caractérisation du comportement du fluide et plus particulièrement sur celui du liquide au sein de tels systèmes. Pour un caloduc dont nous connaissons la géométrie, le modèle présenté ici permet, en imposant une masse de fluide et une distribution de températures au niveau de la paroi interne de l'évaporateur et du condenseur ainsi qu'au niveau de la vapeur, d'obtenir le flux de chaleur transféré. En ce qui concerne cette distribution de températures, nous avons choisi d'imposer les valeurs de  $T_{w,evap}$ , température de la paroi interne du caloduc à l'évaporateur et  $T_{sat}$ , température de la vapeur à laquelle les valeurs des propriétés thermophysiques sont évaluées ; la température de la paroi interne dans le condenseur  $T_{w,cond}$  est alors ajustée afin de satisfaire les contraintes imposées par le modèle, que nous détaillerons ultérieurement. Ce choix est différent de ce qui se passe dans la réalité où les conditions d'utilisation imposent plus naturellement les valeurs des températures  $T_{w,evap}$  et  $T_{w,cond}$ ,  $T_{sat}$  s'ajustant automatiquement. Il aurait été tout à fait possible de procéder de cette manière mais travailler à température  $T_{sat}$  constante a pour avantage fort de comparer les résultats du modèle à propriétés thermophysiques constantes dans une étude paramétrique.

Ce modèle pourra, par exemple, être inclus dans un modèle complet de machine tournante afin d'évaluer les quantités de chaleur transférables par un caloduc utilisé dans un tel environnement.

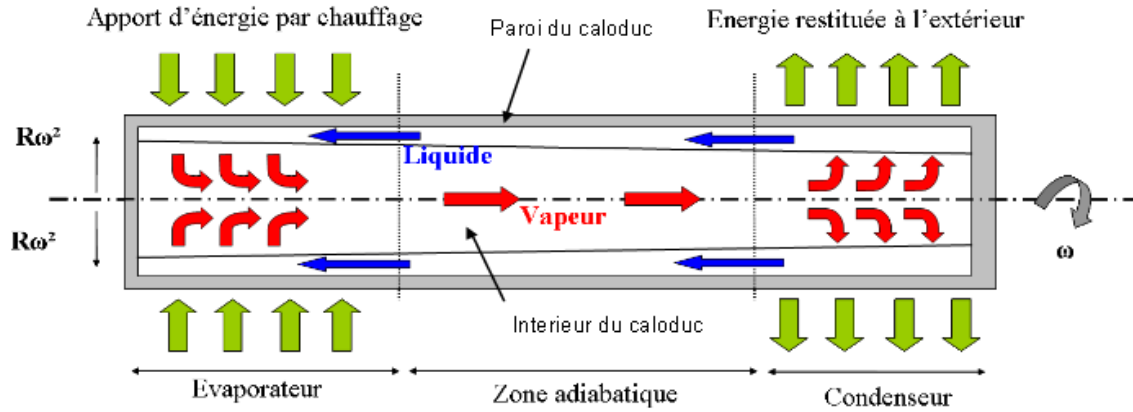


FIG. 4.1 – Schéma général de fonctionnement d'un caloduc tournant

Ici, nous avons adapté le modèle détaillé dans le chapitre précédent à la description du comportement du film liquide au sein de caloducs tournants. Comme suggéré précédemment, le modèle sera utilisé pour caractériser les transferts le long du caloduc entier (évaporateur, zone adiabatique et condenseur).

Comme nous l'avons vu dans la partie 1.3.2, le caloduc tournant est, comme le caloduc à pompage capillaire, un système passif permettant de transférer de grandes quantités de chaleur grâce à l'enthalpie de changement de phase d'un fluide à l'état de saturation. L'originalité de cette technologie repose sur le fait que le retour du liquide du condenseur vers l'évaporateur se fait grâce à l'établissement d'une différence de pression le long du caloduc provoquée par les forces centrifuges dues à sa propre rotation.

Dans ce chapitre, nous allons d'abord proposer une brève revue bibliographique des modèles précédemment développés. Ensuite, nous allons exposer notre modèle en mettant en évidence l'originalité qu'il représente par rapport aux modélisations déjà établies. Enfin, une série de discussions va permettre de justifier les hypothèses utilisées dans ce modèle ; celles-ci vont notamment porter :

- sur l'éventuelle prise en compte de la micro-région, située aux extrémités de l'évaporateur et du condenseur, à l'endroit où le liquide se raccroche à la paroi latérale,
- sur l'évaluation des différentes variations de pression dans le caloduc, pour expliquer, en particulier, la seule prise en compte de la modélisation du film de liquide,
- sur des aspects complémentaires concernant les transferts de chaleur au sein du film liquide.

Enfin, nous allons exposer les principaux résultats d'une étude paramétrique complète, en utilisant l'eau comme fluide caloporteur. Puis, dans une dernière section, nous comparerons les performances de plusieurs fluides utilisés à la même température de fonctionnement  $T_{sat}$ .

## 4.2 Quelques éléments bibliographiques

Plusieurs modèles numériques [19, 20, 43, 5, 6, 64, 65] ont été développés pour appréhender les transferts de masse et de chaleur au sein des caloducs tournants.

Dans une étude expérimentale, Song *et al.* [5] ont montré que, pour des valeurs du rapport  $a/g > 20$  (avec  $a = R\omega^2$ , accélération due à la rotation du caloduc et  $g$  l'accélération de la pesanteur), la répartition du fluide sur la paroi du caloduc est annulaire. Ce critère correspond :

- pour un rayon interne de caloduc  $R = 1$  mm, à  $\omega = 4200$  tr/min,
- pour un rayon interne de caloduc  $R = 1$  cm, à  $\omega = 1340$  tr/min,
- pour un rayon interne de caloduc  $R = 10$  cm, à  $\omega = 420$  tr/min.

En tenant compte des dimensions, ces vitesses de rotation correspondent plutôt à des faibles vitesses de la plage d'utilisation des moteurs électriques.

Ainsi, nous avons adopté l'hypothèse d'une répartition annulaire du liquide sur la paroi du caloduc pour établir notre modèle. De plus, dans ce cas, on peut négliger l'effet de la pesanteur dans la modélisation. L'épaisseur de film varie donc du condenseur vers l'évaporateur avec une symétrie de révolution. En revanche, si la vitesse de rotation  $\omega$  est insuffisante, le fluide peut s'accumuler dans la partie basse du caloduc et la répartition du liquide n'est alors plus symétrique [66] : sa modélisation devient beaucoup plus complexe.

Dans leurs travaux, Daniels et Al-Jumaily [20] ont développé un modèle afin de caractériser les transferts au sein de caloducs tournants coniques en fonction des conditions de fonctionnement telles la géométrie, le flux de chaleur ou la vitesse de rotation ainsi que les fluides utilisés (eau, R21, R113). Pour prédire les performances de ce type de système, ils ont utilisé la théorie de la condensation en film de Nusselt qui permet de modéliser la condensation de la vapeur sur une paroi verticale. Ils ont considéré une température de paroi uniforme et une distribution linéaire de température dans le liquide imposée. Contrairement à la théorie de Nusselt qui considère que le cisaillement à l'interface est nul, Daniels et Al-Jumaily ont supposé que la contrainte de cisaillement  $\tau_{liq/vap}$  n'était pas nulle. Pour une vitesse de rotation  $\omega$  comprise entre 600 et 1200 tr/min, et un flux de chaleur  $Q$  imposé à 1,6 kW, les résultats de l'étude numérique menée ont semblé en accord avec leur résultats expérimentaux, excepté pour les faibles taux de remplissage du caloduc : par exemple, pour un remplissage de 5 cm<sup>3</sup> d'eau, l'étude théorique a donné un écart de températures  $\Delta T_{cond}$  à travers le film de liquide au condenseur de 3 °C, alors que les expériences donnent  $\Delta T_{cond} = 80$  °C. Cette différence est énorme et le modèle ne peut, par conséquent, pas être validé complètement.

Pour la même géométrie, la même gamme de vitesses de rotation que Daniels et Al-Jumaily et des flux de chaleur transférés compris entre 0,1 et 1,2 kW, Li *et al.* [6] ont également établi un modèle permettant de décrire les transferts de masse et de chaleur dans un caloduc tournant cylindrique. Les trois zones caractéristiques du caloduc sont représentées contrairement à [20] : l'évaporateur, la zone adiabatique et le condenseur ; la distribution de liquide est évaluée dans chaque partie et, par conséquent, ils ont pu en déduire le taux de remplissage. Contrairement à Daniels *et al.* [20], ils ont négligé les contraintes de cisaillement à l'interface liquide/vapeur ; ils ont également supposé une pression constante dans la vapeur et une épaisseur de film liquide nulle en début d'évaporateur et en fin de condenseur. Leurs résultats concernant l'écart de températures dans le film liquide au condenseur,  $\Delta T_{cond}$ , ont été comparés avec ceux de Daniels et Al-Jumaily : le modèle de Li *et al.* surestime les prédictions de Daniels et Al-Jumaily au début du condenseur et les sous-estime en fin. Ceci est principalement dû au fait que Li *et al.* ont considéré une évolution du rayon correspondant à la distribution annulaire du liquide selon la position longitudinale, contrairement à Daniels et Al-Jumaily qui ont utilisé une valeur moyenne de ce rayon. Enfin, Li *et al.* ont caractérisé trois types de fonctionnement de l'évaporateur selon la masse de fluide introduit : le manque de fluide qui entraîne l'assèchement, le remplissage idéal correspondant à un flux maximal et un excès de fluide qui entraîne une diminution des performances. Pour eux, il n'existe donc qu'un seul taux de remplissage intéressant pour un flux de chaleur à évacuer donné : le remplissage idéal.

Harley et Faghri [11, 64] ont développé, au sein d'une structure conique, un modèle prenant en compte l'écoulement de liquide mais aussi les transferts de chaleur dans la paroi en le couplant avec un modèle d'écoulement de la vapeur bidimensionnel précédemment réalisé [19]. Les transferts de chaleur dans le liquide sont encore modélisés grâce à la théorie de condensation en film de Nusselt et l'épaisseur de film en fin de condenseur est donc encore prise égale à zéro. Dans la paroi, l'équation de la chaleur est résolue en 2D. Ils montrent que la vitesse axiale du liquide est maximale au niveau de l'interface liquide/vapeur et, comme dans [19], qu'une recirculation de l'écoulement de la vapeur peut apparaître au centre du caloduc en fonction des conditions limites imposées et du domaine de températures de fonctionnement choisi.

De nombreuses études numériques concernant les caloducs tournants s'intéressent à la modélisation des transferts de chaleur au niveau du condenseur mais négligent les phénomènes se déroulant à l'évaporateur. Song *et al.* [65] ont étudié des caloducs tournant soumis à de très fortes vitesses de rotation ( $10000 \text{ tr/min} < \omega < 30000 \text{ tr/min}$ ). Ils ont alors montré que, pour des accélérations importantes et des taux de remplissage élevés, la convection naturelle intervient au niveau du transfert de chaleur dans le film liquide de la zone évaporateur : la

convection naturelle et la conduction sont alors à prendre en compte simultanément. Leur modèle est couplé à un modèle de condenseur utilisant une théorie analogue à la condensation en film de Nusselt. Ils définissent aussi un remplissage optimal qui correspond à des épaisseurs de film de liquide nulles en extrémité d'évaporateur et de condenseur. Ce remplissage peut alors mener à des épaisseurs de film de liquide plus faibles au condenseur qu'à l'évaporateur : le retour du liquide vers l'évaporateur est, dans tous les cas, permis grâce à une structure conique de la paroi du condenseur. Les résultats de ce modèle sont ensuite comparés avec les résultats expérimentaux de Ponnapan *et al.* [67] et montrent des similarités concernant l'évolution de la densité de flux dans le condenseur en fonction de  $\Delta T_{cond}$ . Dans un autre article, Song *et al.* [5] ont réalisé une étude expérimentale portant sur un caloduc cylindrique et un caloduc conique pour des vitesses de rotation comprises entre 2000 et 4000 tr/min : ils ont alors comparé leurs mesures expérimentales avec leur modélisation [65] mais aussi avec les résultats obtenus par Li *et al.* [6], qui n'ont considéré que la conduction comme mode de transfert de chaleur dans le film liquide. Les résultats montrent que le modèle de Song *et al.* s'accorde mieux avec les résultats expérimentaux : pour un écart de températures fixé entre le condenseur et l'évaporateur, il surestime le flux de chaleur transféré seulement de 15% pour le caloduc conique (alors que Li *et al.* le sous-estime de 60%) ; en revanche, pour le caloduc cylindrique, le modèle de Song *et al.* induit une sous-estimation des performances qui s'élève entre 25 et 40 % (40 à 60 % pour Li *et al.*). En section 4.4, nous reviendrons discuter de cet aspect de convection "naturelle" relativement aux conditions adoptées dans notre étude.

Notre modèle développé dans ce chapitre est, quant à lui, adapté du modèle de micro-région présenté dans le chapitre 3. Il permet de caractériser la distribution de liquide tout le long du caloduc tournant et de calculer les transferts de masse et de chaleur pour une masse de fluide introduit (taux de remplissage) et une distribution de températures fixées. Ces dernières sont, comme nous l'avons déjà précisé,  $T_{sat}$ , température de saturation ;  $T_{w,evap}$ , température de paroi dans la zone évaporateur et  $T_{w,cond}$ , température de paroi dans la zone condenseur.

Concernant les hypothèses adoptées, le modèle que nous avons développé présente des différences essentielles par rapport aux études présentées précédemment. La première concerne l'épaisseur de film à l'extrémité de condenseur, considérée nulle par la plupart des auteurs : en effet, si l'on considère la situation de condensation en film de Nusselt sous l'effet de la gravité, cette condition paraît naturelle (cf. figure (4.2)). En réalité, lors du fonctionnement du caloduc, si l'on considère un système ne possédant pas de structure inclinée au condenseur pour favoriser le retour du liquide, l'épaisseur de film dans le condenseur ne peut que

décroître pour assurer l'écoulement du liquide du condenseur vers l'évaporateur, ce qui est le cas dans notre modèle (cf figure 4.3).

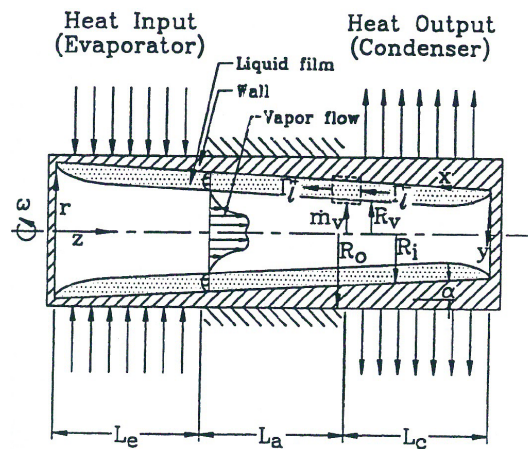


FIG. 4.2 – Visualisation du profil de film liquide le long du caloduc tournant conique dans le modèle de Faghri [11]

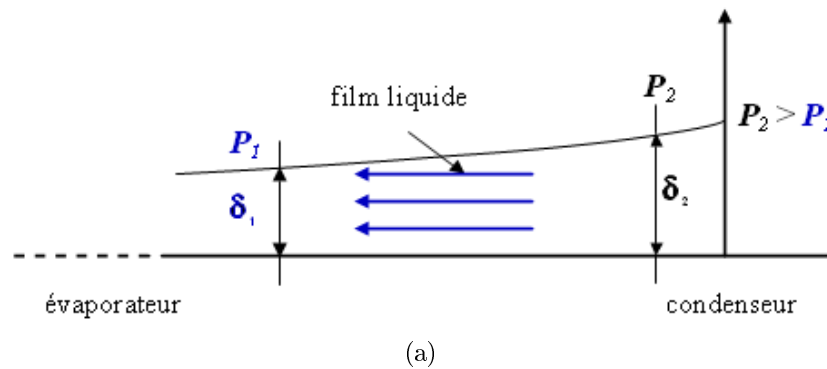


FIG. 4.3 – Ecoulement du liquide du condenseur vers l'évaporateur dû à la différence de hauteur de film liquide

Ne considérant plus cette contrainte de calcul ( $\delta = 0$  en  $x = L_T$ ), nous devons imposer une autre condition. Pour une masse de fluide fixée dans notre calcul et les températures  $T_{w,evap}$  et  $T_{sat}$  imposées, la solution thermique et hydraulique implique de rechercher une température de paroi dans la zone condenseur  $T_{w,cond}$ , et une épaisseur de film en début d'évaporateur ( $x=0$ ), éventuellement non nulle - contrairement là aussi aux principaux auteurs cités précédemment.

La résolution numérique nous impose alors un travail d'optimisation pour satisfaire ces contraintes.

## 4.3 Modélisation

Nous allons maintenant répertorier les hypothèses utilisées puis exposer les équations qui en découlent et finalement expliquer le principe de la procédure d'optimisation du modèle proposé.

### 4.3.1 Hypothèses du modèle

#### 4.3.1.1 Écoulement du liquide et de la vapeur

Concernant la description de l'écoulement du liquide au sein du caloduc (cf. figure 4.4), nous faisons les hypothèses suivantes :

- $\tilde{\delta}$  étant l'épaisseur moyenne du film liquide le long du caloduc ( $\tilde{\delta} = \int_0^{L_T} \delta(x) dx / L_T$ ,  $L_T$  représentant la longueur totale du caloduc), on peut s'apercevoir que le rapport de ces deux quantités vaut :  $\tilde{\delta}/L_T \approx 10^{-3}$  dans le cas le plus défavorable, c'est-à-dire où l'épaisseur de film est la plus grande ; on peut alors utiliser l'approximation de lubrification (Annexe A),
- on considère une condition de non-glissement à la paroi :  $u_l(y=0) = 0$  ;
- comme l'ont supposé Chanet *al.* [15], Salinas *et al.* [24], Li *et al.* [6] et Song *et al.* [65], on néglige les contraintes de cisaillement à l'interface liquide/vapeur :  $\partial u_l(\delta) / \partial y = 0$  ;
- la valeur du rayon interne du caloduc est assez grande pour négliger les effets de tension de surface devant ceux liés aux effets centrifuges. Cette hypothèse est renforcée par le fait que les variations du rayon du ménisque le long du caloduc sont très faibles ; la variation de pression capillaire est donc négligeable.

Comme il sera justifié dans la section (4.4.2), l'écoulement de la vapeur n'est pas pris en compte dans ce modèle :

- la pression de la vapeur  $P_v$  est donc supposée constante ;
- la température de la vapeur est aussi constante et égale à  $T_v = T_{sat}(P_v)$ .

#### 4.3.1.2 Transfert de chaleur au sein du film de liquide :

Concernant les transferts de chaleur dans le film de liquide, on retient comme hypothèses :

- les échanges de chaleur sont supposés unidirectionnels, perpendiculaires à la direction de l'écoulement du liquide, et se font uniquement par conduction ([6, 64] par exemple) étant donné la faible épaisseur de film liquide. Les transferts de chaleur par convection ne sont pas pris en compte dans ce travail, hypothèse justifiée au paragraphe 4.4.3 par



- rapport aux évaluations préliminaires nécessaires à la justification de la simplification de notre modèle ;
- étant donné les épaisseurs moyennes de film liquide  $\tilde{\delta}$  nettement plus importantes que celles mises en jeu dans l'étude de la micro-région étudiée au chapitre 3, nous négligeons les résistances d'évaporation/condensation dans les transferts de chaleur<sup>1</sup> ;
  - la différence de température entre la paroi de l'évaporateur et la vapeur saturée,  $\Delta T = T_{w,evap} - T_{sat}$ , est considérée suffisamment petite pour pouvoir négliger les phénomènes d'ébullition en paroi.

### 4.3.2 Equations du modèle

L'écoulement de liquide dans le caloduc tournant est décrit par les équations de Navier-Stokes. Etant donné la symétrie de révolution d'une telle géométrie et la faible épaisseur du film liquide plaqué sur la paroi, les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement peuvent être écrites en utilisant un système de coordonnées cartésiennes.

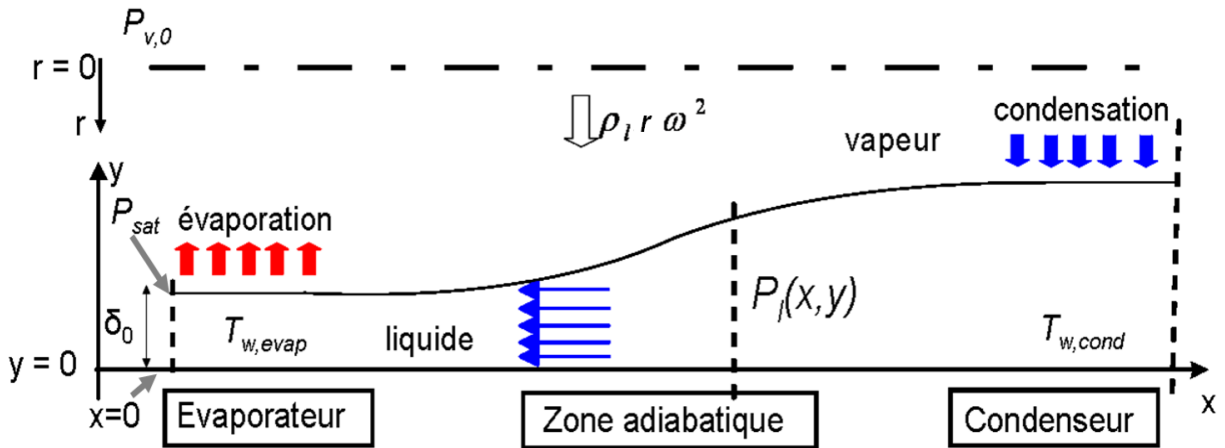


FIG. 4.4 – Evolution du film liquide le long d'un caloduc tournant (l'échelle n'est pas respectée) et repère utilisé pour l'écriture des équations

Dans le repère lié à la figure 4.4, on peut alors écrire :

- l'équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial u_l}{\partial x} + \frac{\partial v_l}{\partial y} = 0 \quad (4.1)$$

<sup>1</sup>Par exemple, pour  $T_{sat} = 100^\circ\text{C}$  et  $\tilde{\delta} \approx 10^{-6}\text{m}$ , on a  $R_{evap/cond} \approx 4,3 \cdot 10^{-8} \text{K} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  et  $\tilde{\delta}/\lambda_l \approx 1,5 \cdot 10^{-6} \text{K} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$

– l'équation de conservation de la quantité de mouvement projetée sur  $x$  :

$$-\frac{\partial P_l}{\partial x} + \mu_l \left( \frac{\partial^2 u_l}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_l}{\partial y^2} \right) = \rho_l \left( u_l \frac{\partial u_l}{\partial x} + v_l \frac{\partial u_l}{\partial y} \right) \quad (4.2)$$

– l'équation de conservation de la quantité de mouvement projetée sur  $y$  :

$$-\frac{\partial P_l}{\partial y} + \mu_l \left( \frac{\partial^2 v_l}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_l}{\partial y^2} \right) - (\tilde{\rho}_l + \Delta(\rho_l(T_{sat}) - \rho_l(T_{w,evap}))) \omega^2 r = \rho_l \left( u_l \frac{\partial v_l}{\partial x} + v_l \frac{\partial v_l}{\partial y} \right) \quad (4.3)$$

avec  $r = R - y$  où  $R$  est le rayon du caloduc.

Les propriétés du fluide sont évaluées à la température de saturation  $T_{sat}$ . Grâce à l'hypothèse de lubrification, les termes des membres de droite dans les équations (4.2) et (4.3) sont négligés. Le terme "visqueux" à prendre en compte dans l'équation (4.2) se réduit alors à  $\mu_l \partial^2 u_l / \partial y^2$ . Enfin, les termes "visqueux" (second terme du membre de gauche) de l'équation (4.3) sont aussi négligés.

Dans l'équation (4.3), le terme  $\Delta(\rho_l(T_{sat}) - \rho_l(T_{w,evap}))$  correspond à la variation de la masse volumique du liquide due à la différence de température entre  $T_{w,evap}$  et  $T_{sat}$  dans le film liquide. Ceci peut mener à des phénomènes de convection "naturelle" si la valeur d'un nombre de Rayleigh critique  $Ra_c$  est atteinte. Nous justifions, dans la section 4.4.3, de négliger la convection naturelle dans notre modèle. Par conséquent, le terme  $\Delta(\rho_l(T_{sat}) - \rho_l(T_{w,evap}))$  sera négligé dans la suite de cette étude. La masse volumique "moyenne"  $\tilde{\rho}_l$  est assimilée à  $\rho_l$  évaluée, comme toutes les propriétés thermophysiques, à  $T_{sat}$ .

Par conséquent, grâce à l'ensemble de ces hypothèses, nous obtenons les équations simplifiées suivantes :

$$\frac{\partial u_l}{\partial x} + \frac{\partial v_l}{\partial y} = 0 \quad (4.4)$$

$$-\frac{\partial P_l}{\partial x} + \mu_l \frac{\partial^2 u_l}{\partial y^2} = 0 \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial P_l}{\partial y} + \rho_l \omega^2 r = 0 \quad (4.6)$$

On peut remarquer que l'équation (4.6) est la dérivée de l'équation (1.9) du chapitre 1.

Les équations (4.5) et (4.6) montrent que les variations de pression selon l'axe  $x$  sont gouvernées par la circulation du liquide alors que les variations de pression selon l'axe  $y$  sont gouvernées par la seule force centrifuge due à la rotation du caloduc.

Avec les hypothèses adoptées concernant l'écoulement de liquide, on trouve donc un profil de vitesse identique à celui obtenu dans le chapitre 3, à savoir :

$$u_l(x, y) = \frac{1}{\mu_l} \frac{\partial P_l}{\partial x} \left( \frac{y^2}{2} - \delta y \right) \quad (4.7)$$

Il vient ensuite l'expression du débit de masse linéique  $\dot{m}_l$  intégré entre  $y = 0$  et  $y = \delta(x)$  :

$$\dot{m}_l(x) = \rho_l \int_0^{\delta} u_l(y) dy = \frac{\rho_l}{\mu_l} \int_0^{\delta} \frac{\partial P_l(x, y)}{\partial x} \left( \frac{y^2}{2} - \delta y \right) dy \quad (4.8)$$

D'autre part, en intégrant la relation (4.6) par rapport à  $y$ , et en la dérivant par rapport à  $x$ , on obtient :

$$\frac{\partial P_l(x)}{\partial x} = \rho_l R \omega^2 \frac{d\delta(x)}{dx} \quad (4.9)$$

Finalement, en insérant (4.9) dans (4.8), l'équation reliant la dérivée de l'épaisseur de film liquide  $\delta$  et le débit massique linéique de liquide  $\dot{m}_l$  s'écrit :

$$\frac{d\delta(x)}{dx} = \frac{-3\mu_l}{\rho_l^2 R \omega^2 \delta^3} \dot{m}_l \quad (4.10)$$

De plus, la densité de flux  $\dot{q}_e$  dans le film liquide est donnée par la relation suivante, en considérant, comme nous l'avons vu plus haut, que la résistance d'évaporation est négligeable par rapport à la résistance de conduction :

$$\dot{q}_e = \frac{T_w - T_{lv}}{\delta(x) / \lambda_l} \quad (4.11)$$

Ici, les phénomènes de pression capillaires étant négligés, la température de l'interface liquide/vapeur  $T_{lv}$  est constante et égale à  $T_{sat}$  tout le long du caloduc (cf. équation (3.16)).

Comme on l'a vu dans le chapitre précédent, on considère que  $\dot{q}_e$  est égal aux flux de chaleur par changement de phase relatif à la variation de débit liquide  $d\dot{m}_l(x)/dx$  le long du caloduc. On trouve alors :

$$\dot{q}_e = -h_{lv} \frac{d\dot{m}_l(x)}{dx} \quad (4.12)$$

Finalement en combinant les équations (4.11) et (4.12), on obtient :

$$\frac{d\dot{m}_l(x)}{dx} = -\frac{\lambda_l (T_w - T_{sat})}{h_{lv}} \cdot \frac{1}{\delta(x)} \quad (4.13)$$

Afin de faciliter la résolution numérique, des nombres adimensionnés ont été utilisés ; ils sont répertoriés dans le tableau (4.1).

Nombre	Valeur de référence	Nombre adimensionné
$x$	$L_T$	$\chi = \frac{x}{L_T}$
$\delta$	$\delta_0$	$\hat{\delta} = \frac{\delta}{\delta_0}$
$\dot{m}_l$	$\frac{\lambda_l(T_{w,evap}-T_{sat})}{h_{lv}}$	$\hat{m}_l = \frac{\dot{m}_l h_{lv}}{\lambda_l(T_{w,evap}-T_{sat})}$

TAB. 4.1 – Nombres adimensionnés utilisés pour la résolution du système ((4.14)-(4.15))

Dans ce tableau,  $L_T$  représente la longueur totale du caloduc,  $\delta_0$  l'épaisseur de film en début d'évaporateur ( $x = 0$ ), et  $T_{w,evap}$  la température de la paroi du caloduc dans la zone évaporateur. En utilisant les nombres adimensionnés répertoriés dans le tableau 4.1, les équations (4.10) et (4.13) deviennent :

$$\frac{d\hat{\delta}}{d\chi} = \frac{-3\mu_l\lambda_l(T_{w,evap} - T_{sat})L_T}{\rho_l^2 R\omega^2 h_{lv}\delta_0^4} \cdot \frac{\hat{m}_l}{\hat{\delta}^3} \quad (4.14)$$

$$\frac{d\hat{m}_l}{d\chi} = -\frac{L_T(T_w - T_{sat})}{\delta_0(T_{w,evap} - T_{sat})} \cdot \frac{1}{\hat{\delta}} \quad (4.15)$$

### 4.3.3 Conditions limites et procédure d'optimisation

Le système d'équations (4.14-4.15) est résolu en utilisant la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 (voir Annexe B) et en intégrant les équations entre  $\chi = 0$  ( $x = 0$ ) et  $\chi = 1$  ( $x = L_T$ ).

Les entrées du modèle sont :

- le fluide caloporteur et ses propriétés thermophysiques évaluées à  $T_{sat}$ ,
- les dimensions du caloduc : les longueurs des zones évaporateur ( $L_e$ ), adiabatique ( $L_a$ ), condenseur ( $L_c$ ) et le rayon interne du caloduc ( $R$ ),
- la masse de fluide initialement imposée  $m_0$ ,
- la vitesse de rotation  $\omega$ ,
- la valeur des températures de la paroi interne dans la zone évaporateur  $T_{w,evap}$ , la température de saturation du fluide  $T_{sat}$ .

Les grandeurs déterminées par le modèle sont évidemment  $\delta$  et  $\dot{m}_l$  mais on doit, pour cela, imposer des conditions particulières aux extrémités du caloduc :  $\delta$  n'est pas nulle à la fin du condenseur et est déterminée en  $x = 0$ , début de l'évaporateur, pour satisfaire notre condition de masse imposée. Par ailleurs, la température du condenseur  $T_{w,cond}$  est également déterminée pour satisfaire, cette fois-ci, le bilan de flux de chaleur au travers du caloduc.

Concrètement, nous fixons les valeurs respectives de  $\hat{\delta}$  et  $\hat{m}_l$  en  $x = 0$  à 1 et 0, les valeurs de  $\delta_0$  et  $T_{w,cond}$ , étant, dans un premier temps, fixées arbitrairement ; nous enchaînons alors les calculs selon le schéma illustré sur la figure (4.5). Ainsi, le flux de chaleur à l'extrémité du condenseur  $Q(x = L_T)$  doit être nul.

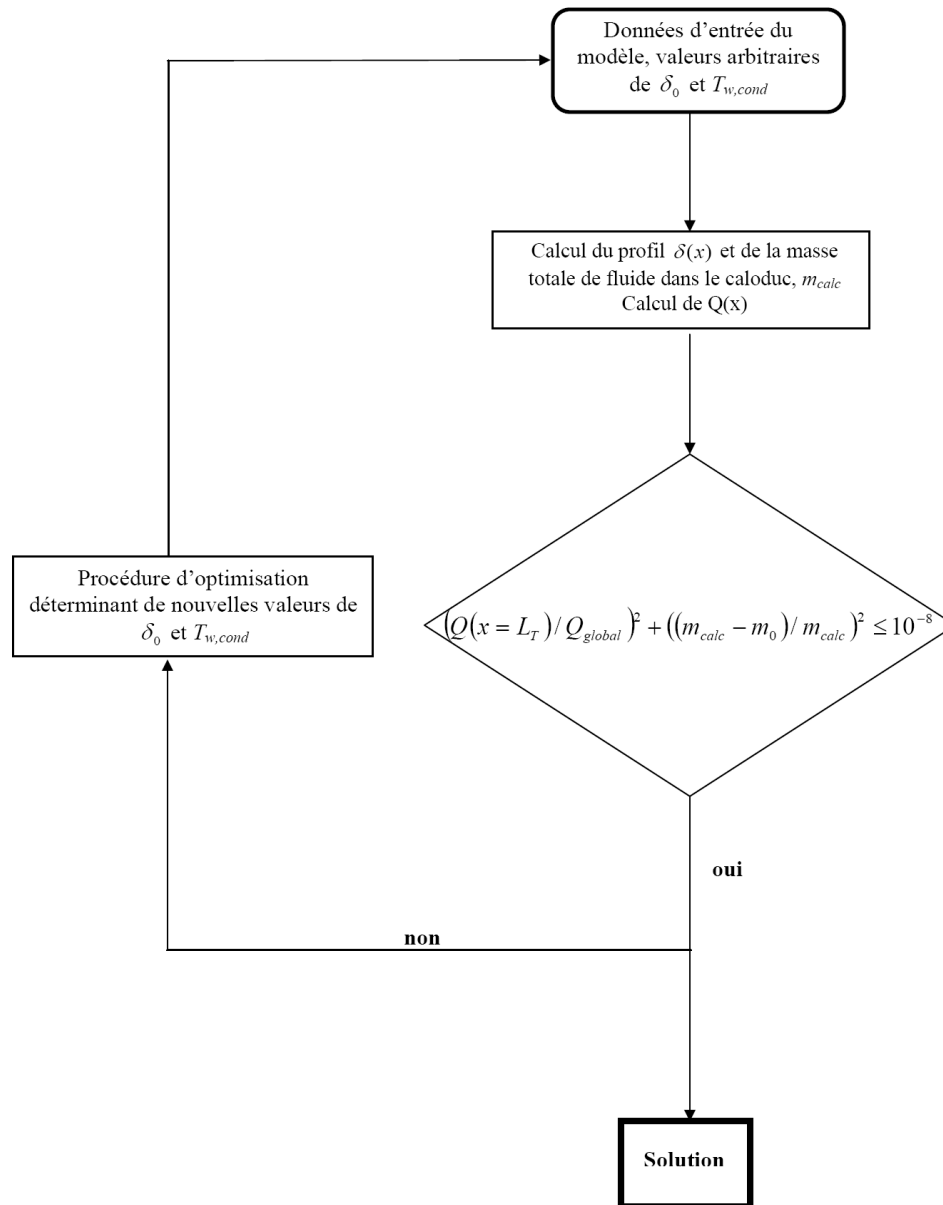


FIG. 4.5 – Procédure de calcul des quantités  $\delta_0$  et  $T_{w,cond}$  pour satisfaire la condition de masse imposée et le bilan de flux de chaleur au travers du caloduc

Dans cette figure,  $Q_{global}^2$  représente le flux de chaleur transféré globalement par le caloduc,  $m_0$  la masse de fluide imposée,  $Q(x = L_T)$  le flux de chaleur en fin de condenseur et  $m_{calc}$  la masse totale de fluide calculée à partir du film liquide solution du modèle.

La procédure d'optimisation utilisée est l'optimisation par essaim de particules. Son principe est expliqué en détails dans l'Annexe E. Par ailleurs, l'ouvrage de M. Clerc [68] présente une explication très complète de cette méthode.

## 4.4 Quelques justifications concernant la simplification du modèle

Nous avons vu, dans la partie décrivant la modélisation des transferts dans les caloducs tournants de ce chapitre, qu'un certain nombre d'hypothèses, fortes, ont été prises afin d'aboutir au système d'équations (4.14-4.15) .

Dans cette partie, nous allons justifier quelques hypothèse de notre modèle à plusieurs niveaux. Dans un premier temps, nous nous intéressons à la micro-région présente au niveau de l'accrochage du film de liquide aux parois latérales du caloduc ( $x = 0$  et  $x = L_T$ ). Nous allons montrer pourquoi elle n'est pas prise en compte dans ce modèle. Ensuite, nous allons évaluer les différences de pressions caractéristiques, dues à la rotation du caloduc, dans les écoulements de vapeur et de liquide et montrer pourquoi la modélisation de l'écoulement de la vapeur a été négligée dans notre modèle. Enfin, nous allons discuter des conditions de prise en compte des phénomènes de convection naturelle au sein du film liquide.

### 4.4.1 A propos de la prise en compte de la micro-région au niveau de l'accrochage du film de liquide aux extrémités du caloduc

Dans le modèle présenté dans la section 4.3, nous avons calculé les transferts de masse et de chaleur le long du caloduc entier. Il paraît légitime, notamment après le travail réalisé dans le chapitre 3, de se poser la question de la prise en compte ou non des phénomènes qui ont lieu dans la zone d'accrochage du film liquide, aux extrémités latérales du caloduc (cf. figure 4.6). En effet, près de la paroi, on peut penser que la tension de surface est à intégrer dans notre modèle car elle est susceptible d'influencer localement les échanges.

---

<sup>2</sup> $Q_{global} = \dot{m}(x = L_e) h_{lv}$ , avec  $L_e$  la longueur de l'évaporateur.

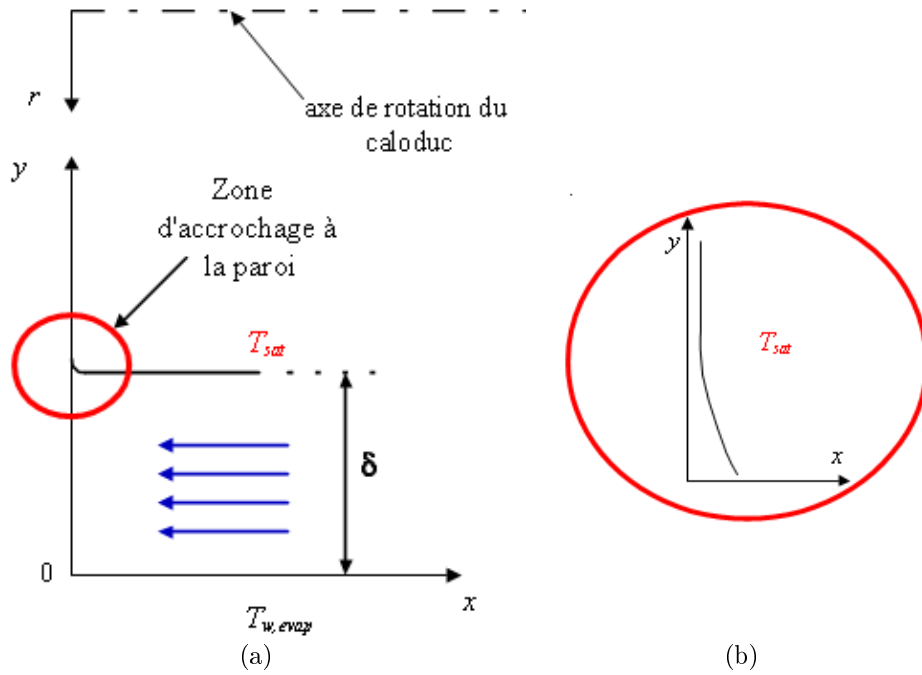


FIG. 4.6 – (a) Localisation des phénomènes d'accrochage à la paroi au niveau de l'évaporateur du caloduc tournant (l'échelle n'est pas respectée)- (b) Zoom sur la zone d'accrochage du ménisque à la paroi dans la zone évaporateur.

Ainsi, nous avons repris les équations établies dans le chapitre 3 et les avons adaptées au modèle du caloduc tournant. En fait, seule l'équation liée à l'écoulement du liquide (équation de conservation de la quantité de mouvement selon  $y$  dans le repère lié à la figure 4.6) s'en trouve modifiée par le rajout de la force centrifuge cette fois-ci parallèle à l'écoulement et dans le sens opposé (cf. équation (4.18)). On obtient alors le système (non-adimensionné pour faciliter la compréhension dans ce chapitre) suivant, dans le repère lié à la figure 4.6 :

$$\frac{d\delta}{dy} = -\delta' \quad (4.16)$$

$$\frac{d\delta'}{dy} = - \left( \Delta P_c - \frac{A}{\delta^3} \right) \frac{(1 + \delta'^2)^{3/2}}{\sigma} \quad (4.17)$$

$$\frac{d(\Delta P_c)}{dy} = \frac{3\nu_l Q_{mic}}{h_{lv} \delta^3} + \rho_l r \omega^2 \quad (4.18)$$

$$\frac{dQ_{mic}}{dy} = - \frac{T_w - T_{sat} \left( 1 + \frac{\Delta P_c(x)}{\rho_l h_{lv}} \right)}{\frac{\delta(x)}{\lambda_l} + \frac{2-\hat{\sigma}}{2\hat{\sigma}} \frac{\sqrt{2\pi r g T_{sat}}}{\rho_v h_{lv}^2} T_{sat}} \quad (4.19)$$

La résolution de ce système d'équations s'effectue de manière identique à celle exposée au chapitre 3. On peut cependant remarquer que cette résolution peut, ici, être simplifiée. En effet, nous n'avons plus besoin d'introduire des petites perturbations  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  qui définissaient les conditions initiales respectives de  $\delta'$  et  $Q_{mic}$ . La présence du terme  $\rho_l R \omega^2$  dans l'équation (4.18) assure l'obtention d'une solution non triviale pour des conditions initiales de  $\delta'$  et  $Q_{mic}$  prises égales à 0.

Un calcul caractéristique a été mené, en utilisant, dans un premiers temps, l'ammoniac comme fluide caloporteur de façon similaire au travail réalisé dans le chapitre précédent. Ce calcul a été réalisé pour  $T_{sat} = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $\Delta T = T_w - T_{sat} = 5 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $\omega = 3000 \text{ tr/min}$ . Les propriétés thermophysiques sont évaluées à  $T_{sat}$ . Les résultats de ce calcul sont représentés sur les figures 4.7 et 4.8.

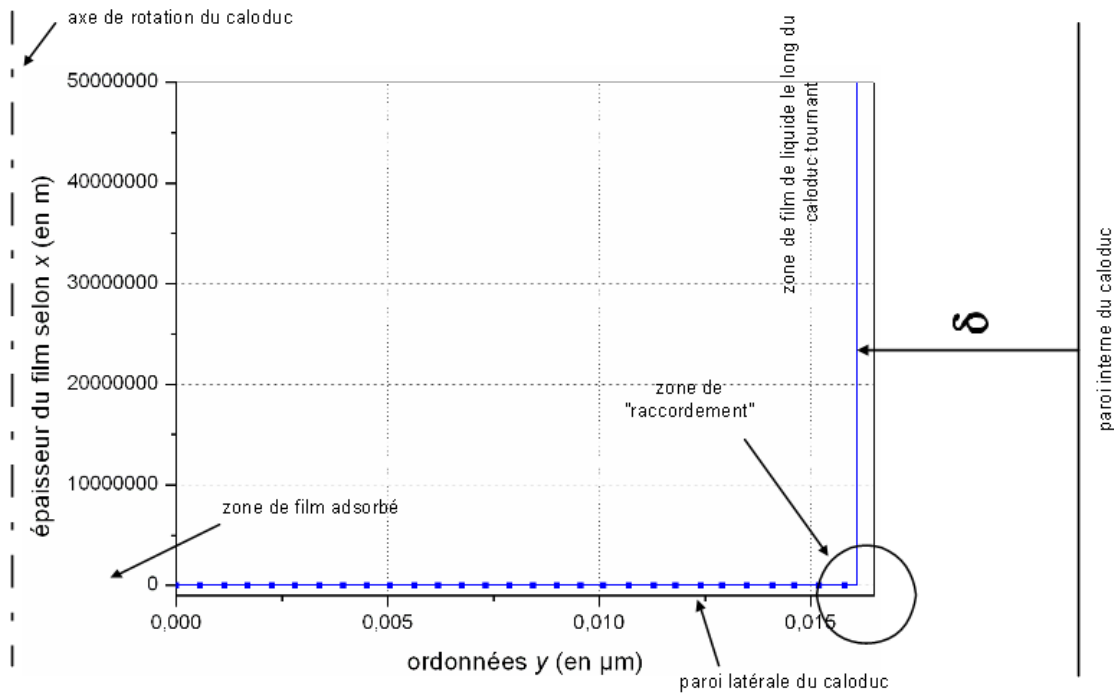


FIG. 4.7 – Evolution de l'épaisseur du film de liquide proche de la paroi ( $T_{sat} = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $\Delta T = T_w - T_{sat} = 5 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $\omega = 3000 \text{ tr/min}$ ). Les échelles ne sont pas respectées. Pour faciliter la compréhension, l'ordonnée  $y$  est ici prise à la fin du film adsorbé.

La figure précédente montre que la variation de la pente du film liquide est très brutale lorsqu'il vient s'accrocher à la paroi latérale du caloduc (axe  $y$ ) : en effet, on observe une très forte augmentation de l'épaisseur de film pour  $y = 0,0162 \text{ } \mu\text{m}$  (l'origine de l'axe  $y$  est ici prise à la fin du film adsorbé). Or, avant ce brusque saut, la valeur de l'épaisseur de liquide ne



varie quasiment pas et reste égale à la valeur de l'épaisseur de film adsorbé. Par conséquent, on peut en déduire qu'il n'existe pas de phénomènes de micro-région proprement dits dans ce contexte : sous l'effet de la force centrifuge liée à la rotation du caloduc, le film de liquide s'aplatit très rapidement.

Dans le domaine où l'épaisseur reste constante, le flux évaporé est très faible (il reste en-deça de  $6,9 \cdot 10^{-9}$  W/m) sur la paroi latérale. Lorsque le saut d'épaisseur de film a lieu, la résistance de conduction croît énormément, on remarque alors une chute brutale du flux de chaleur. La figure 4.8-(b) montre l'évolution de la température de l'interface dans ce domaine : celle-ci reste constante et égale à  $T_w$ , ce qui explique l'évolution de  $Q_{mic}$  observée sur le graphe 4.8-(a).

Remarque : les graphes ne sont pas tracés au-delà de l'abscisse à laquelle l'épaisseur augmente fortement car ce saut brusque empêche la résolution numérique du calcul au-delà de ce point.

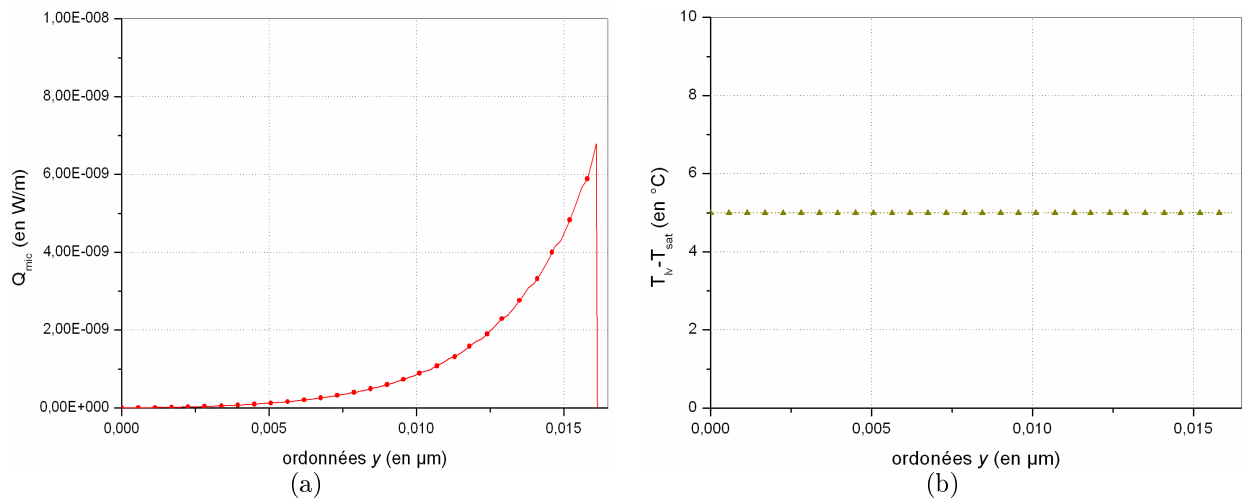


FIG. 4.8 – Evolutions (a) du flux de chaleur et (b) de la différence entre les températures d'interface  $T_w$  et de saturation  $T_{sat}$  le long de la micro-région rapportée à la figure (4.7). Pour faciliter la compréhension, l'ordonnée  $y$  est prise ici à la fin du film adsorbé.

L'ensemble de ces résultats, étendus à des situations d'écart de températures  $\Delta T = T_w - T_{sat}$ , des vitesses de rotation  $\omega$  et des températures de saturation  $T_{sat}$  différents, permet de conclure que l'on peut négliger la zone d'accrochage du ménisque à la paroi dans la zone évaporateur. Ces résultats sont, bien sûr, d'autant plus vrais si l'on diminue  $\Delta T$  et si on augmente  $\omega$ . Nous considérons aussi que ce résultat est applicable pour d'autres fluides caloporteurs et en particulier pour l'eau.

Au condenseur, s'il existe un film de faible épaisseur sur la paroi latérale, on a la configuration exposée sur la figure 4.9 :

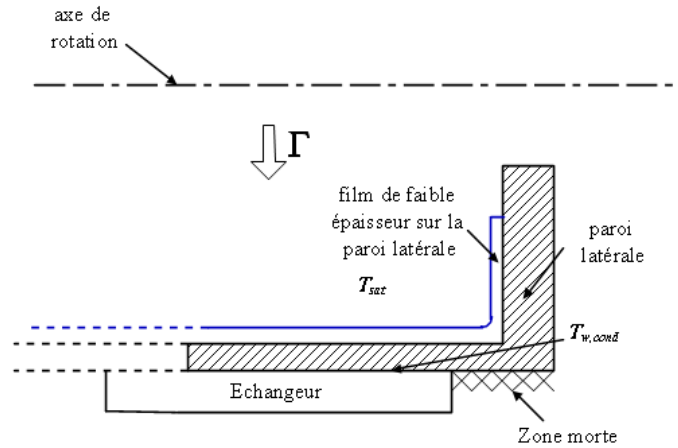


FIG. 4.9 – Visualisation de la “micro-région dans la zone condenseur.  $\Gamma = \rho_l r \omega^2$ . Les échelles ne sont pas respectées.

Les conditions de prise en compte de la micro-région au niveau de la zone condenseur nécessitent un travail supplémentaire, qui, par manque de temps, n’a pas pu être effectué. Cependant des arguments peuvent nous laisser supposer que ses effets sont probablement négligeables sur les transferts : en effet, premièrement, en extrémité de condenseur, zone où se situerait la micro-région, il existe souvent une “zone morte” où les échanges externes sont très faibles. De plus, c’est dans cette région que les gaz incondensables, s’ils existent, ont tendance à s’accumuler : ils ont alors pour effet de bloquer le processus de condensation en bout de condenseur.

Nous considérerons dans la suite de ce travail que, comme dans la zone évaporateur, il n’y a pas de zone d’échange privilégiée dans la zone condenseur.

#### 4.4.2 A propos de l’évaluation des pressions au sein des écoulements internes du caloduc

Le modèle exposé en 4.3 a été conçu en ne considérant que les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement dans le film de liquide. Afin de justifier cette modélisation, les différences de pression intervenant dans la vapeur ont été évaluées afin de s’assurer que leur niveau est petit comparé à celui dans le liquide (cf. figure 4.10) . L’évaluation de ces quantités est issue d’une première résolution du modèle pourvu des hypothèses que l’on va justifier dans cette partie. La démarche peut être critiquée ; pour autant, les grandeurs obtenues par le modèle, l’épaisseur de film  $\delta$  et le débit de liquide dans le film  $\dot{m}_l$ , constituent de bons ordres de grandeur pour effectuer les différentes comparaisons présentées ici.

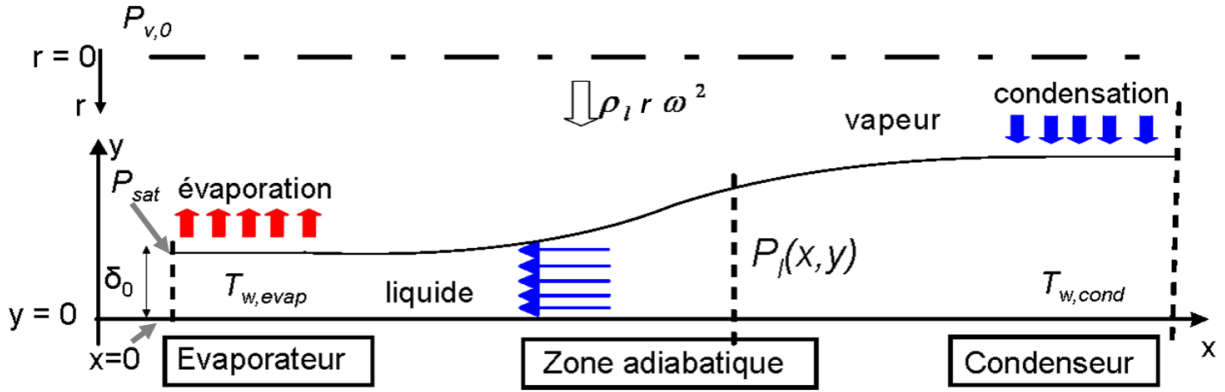


FIG. 4.10 – Evolution du film de liquide le long du caloduc, visualisation des pressions caractéristiques évaluées dans cette section

#### 4.4.2.1 Variations de pression dans la vapeur :

Tout d'abord, on s'intéresse à la comparaison, pour  $x = 0$  (figure 4.10), entre la pression de la vapeur au centre du caloduc  $P_{v,0}$  et la pression à l'interface liquide/vapeur  $P_{sat,0}$ . On suppose que  $P_{sat,0} = P_{sat}$  et que la vapeur est incompressible ; cette dernière hypothèse est justifiée par la faible valeur de vitesse de la vapeur (4.21) devant la vitesse du son dans cette même phase<sup>3</sup>.

Les deux quantités précédentes sont alors reliées par la relation suivante :

$$P_{v,0} = P_{sat} - \rho_v \int_0^{R-\delta(x=0)} r \omega^2 dr = P_{sat} - \rho_v \omega^2 \frac{(R - \delta(x=0))^2}{2} \quad (4.20)$$

Pour évaluer  $P_{v,0}$ , on utilise, pour un cas particulier, les résultats issus de la résolution du système (4.14-4.15) qui permet de caractériser l'évolution du film liquide et les flux de chaleur et de masse le long du caloduc. Avec les valeurs des propriétés thermophysiques et des quantités regroupées dans le tableau 4.2, nous obtenons :  $P_{v,0} = 101449,6 \text{ Pa}$ <sup>4</sup>. Comme les valeurs de  $P_{v,0}$  et  $P_{sat}$  sont très proches (moins de 0,0005% de différence relative entre les deux quantités), on pourra aisément considérer ici que  $P_{v,0} \approx P_{sat}$ . Les données rassemblées dans le tableau 4.2 correspondent à des conditions de fonctionnement que l'on peut rencontrer lors d'une utilisation industrielle.

On peut ensuite évaluer les pertes de pression dans la vapeur le long du caloduc entre l'évaporateur et le condenseur  $\Delta P_{v,cond-evap}$ . Pour cela, nous avons tout d'abord besoin d'es-

<sup>3</sup>Pour  $T_{sat} = 100 \text{ °C}$ , la valeur du nombre de Mach dans la vapeur est très faible :  $M = u_v / \sqrt{\gamma r T} = 1,2/473 \ll 1$

<sup>4</sup>La variation de pression  $\Delta P = P_{sat} - P_{v,0} = 0,4 \text{ Pa}$  correspond alors à un écart de températures de  $\Delta T = 1.10^{-4} \text{ °C}$

Paramètres	Unité	Notation	Valeur
Fluide étudié			eau
Température de saturation	(°C)	$T_{sat}$	100
Vitesse de rotation	(tr/min)	$\omega$	3000
Pression de saturation	(Pa)	$P_{sat}$	101450
Température de la paroi dans la zone évaporateur	(°C)	$T_{w,evap}$	120
Masse de fluide introduit dans le caloduc	(kg)	$m$	$10 \cdot 10^{-4}$
Masse volumique du liquide	(kg.m <sup>-3</sup> )	$\rho_l$	958,34
Masse volumique de la vapeur	(kg.m <sup>-3</sup> )	$\rho_v$	0,598
Enthalpie de changement de phase	(J.kg <sup>-1</sup> )	$h_{lv}$	$2256,39 \cdot 10^3$
Conductivité thermique du liquide	(W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	$\lambda_l$	0,679
Viscosité dynamique du liquide	(Pa.s)	$\mu_l$	$2,83 \cdot 10^{-4}$
Viscosité dynamique de la vapeur	(Pa.s)	$\mu_v$	$1,23 \cdot 10^{-5}$
Rayon interne du caloduc	(m)	$R$	$4 \cdot 10^{-3}$
Longueur de l'évaporateur	(m)	$L_e$	0,04
Longueur totale du caloduc	(m)	$L_t$	0,2
Résultats des calculs	Unité	Notation	Valeur
Épaisseur moyenne du film liquide le long du caloduc	(m)	$\tilde{\delta}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$
Épaisseur moyenne du film liquide le long de l'évaporateur	(m)	$\tilde{\delta}_{evap}$	$1,88 \cdot 10^{-4}$
Épaisseur moyenne du film liquide le long du condenseur	(m)	$\tilde{\delta}_{cond}$	$2,33 \cdot 10^{-4}$
Flux de chaleur total échangé dans le caloduc	(W)	$Q$	73

TAB. 4.2 – Propriétés thermophysiques de l'eau, géométrie du caloduc et principaux résultats du modèle pour évaluer les variations de pressions au sein du caloduc.

timer la valeur de la vitesse de la vapeur dans la direction longitudinale. Avec ces mêmes valeurs caractéristiques, on obtient :

$$u_v = \frac{Q}{\rho_v h_{lv} \pi (R - \tilde{\delta})^2} \approx 1,2 \text{ m.s}^{-1} \quad (4.21)$$

avec  $\tilde{\delta}$  l'épaisseur moyenne du film de liquide le long du caloduc.

A partir de cette valeur de vitesse (4.21), on peut calculer celle du nombre de Reynolds  $Re_v$ , caractéristique de l'écoulement de la vapeur dans le caloduc :

$$Re_v = \frac{\rho_v u_v 2(R - \tilde{\delta})}{\mu_v} \approx 444 \quad (4.22)$$

Enfin, pour évaluer les pertes de pression dans la vapeur le long du caloduc, on utilise une corrélation classique d'écoulement laminaire en conduite, en supposant qu'il soit établi tout le long du caloduc en première approche :

$$\Delta P_{v,cond-evap} = -f \frac{L_T}{2(R - \tilde{\delta})} \frac{\rho_v u_v^2}{2} \quad (4.23)$$

avec  $f Re_v = 16$ .

Cette corrélation peut s'utiliser du fait du rapport important de vitesses "caractéristiques" entre le liquide et la vapeur ( $u_v/u_l \approx 180$ ), le liquide pouvant alors être considéré comme "immobile" par rapport à l'écoulement vapeur. En utilisant une nouvelle fois les caractéristiques rassemblées dans le tableau 4.2, on obtient finalement  $\Delta P_{v,cond-evap} = -0,41 \text{ Pa}$ .

La faible valeur de  $\Delta P_{v,cond-evap}$  et la proximité de  $P_{v,0}$  et  $P_{sat}$  nous emmène à considérer que la pression de la vapeur reste, à l'intérieur du caloduc, toujours égale à  $P_{sat}$  vis-à-vis de l'écoulement de liquide.

En considérant toujours la pression de la vapeur constante au centre du caloduc et égale à  $P_{sat}$ , la variation de pression le long de l'interface liquide/vapeur, liée à la variation d'épaisseur du film liquide s'écrit :

$$\Delta P_{sat,cond-evap} = \frac{\rho_v \omega^2}{2} ((R - \delta(x = L_T))^2 - (R - \delta(x = 0))^2) = -0,01 \text{ Pa} \quad (4.24)$$

Cette valeur étant également très faible, la pression au niveau de l'interface le long du caloduc peut aussi aisément être considérée constante et égale à  $P_{sat}$  du point de vue de l'écoulement de liquide.

#### 4.4.2.2 Variations de pression dans le liquide :

Nous rappelons ici l'expression de la variation de pression le long du caloduc dans le liquide établie dans la partie 1.3.2 :

$$\Delta P_{l,cond-evap} = \rho_l \omega^2 R (\delta(x = L_t) - \delta(x = 0)) \quad (4.25)$$

Si on applique cette relation avec les données du tableau 4.2, on obtient  $\Delta P_{l,cond-evap} = 17$  Pa.

#### 4.4.2.3 Conclusion :

Avec les résultats obtenus précédemment, on peut constater que :

$$| \Delta P_{sat,cond-evap} | \ll \Delta P_{l,cond-evap} \quad (4.26)$$

$$| \Delta P_{v,cond-evap} | \ll \Delta P_{l,cond-evap} \quad (4.27)$$

Nous avons donc décidé de modéliser uniquement les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement au sein de l'écoulement liquide dans notre étude (équations (4.14-4.15)).

### 4.4.3 A propos de la convection dans le film de liquide

Dans cette section, nous nous intéressons aux phénomènes de convection dite naturelle, qui peuvent intervenir dans le film de liquide. Comme nous avons vu dans la partie 2.5, la thermoconvection, dans ce contexte, pourrait résulter de deux phénomènes particuliers que sont l'effet Marangoni et la convection de Rayleigh-Bénard.

L'effet Marangoni est nécessairement négligé car, comme nous l'avons vu, la valeur relativement élevée du rayon du caloduc justifie de ne pas considérer les effets de tension de surface.

Concernant la convection de type Rayleigh-Bénard, qui ne peut avoir lieu qu'au niveau de l'évaporateur (cf. figure 4.11), où l'on a  $T_{w,evap} > T_{sat}$ , sa phénoménologie est décrite en 2.5.1.

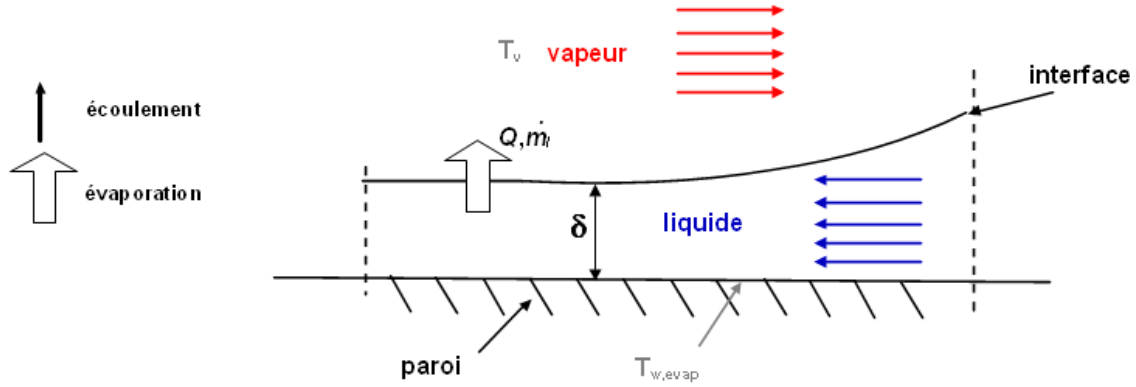


FIG. 4.11 – Schématisation de l'évolution du film liquide dans la partie évaporateur du caloduc tournant ( $T_{w, evap} > T_{sat}$ )

Il s'agit de déterminer le niveau d'influence du champ d'accélération sur la déstabilisation de l'écoulement axial du liquide soumis à un gradient de température radial, donc à une variation de masse volumique associée. Ici,  $R\omega^2$  peut se substituer à l'accélération de la pesanteur, qui est le phénomène pris en compte dans une situation de convection naturelle classique. On obtient alors une nouvelle expression du nombre de Rayleigh :

$$Ra = \frac{R\omega^2 \beta \tilde{\delta}^3 \Delta T}{\alpha_l \nu_l} \quad (4.28)$$

Le coefficient d'expansion thermique est défini par  $\beta = -\frac{1}{\rho_l} \left( \frac{\partial \rho_l}{\partial T} \right)_{P=cte}$ .

De façon pratique, pour calculer ce coefficient, nous considérons les variations de la masse volumique entre les températures  $T_{w, evap}$  et  $T_{sat}$ . La masse volumique est donc évaluée à ces températures ; on considère que les variations de pression selon l'axe  $y$  sont assez faibles par rapport à  $P_{sat}$  pour supposer que l'on travaille à pression constante<sup>5</sup>. Au bilan, on aura donc une évaluation de  $\beta$  donnée par la relation suivante :

$$\beta = \frac{1}{\frac{\rho_l(T_{w, evap}) + \rho_l(T_{sat})}{2}} \frac{\rho_l(T_{sat}) - \rho_l(T_{w, evap})}{T_{w, evap} - T_{sat}} \quad (4.29)$$

<sup>5</sup>Par exemple, pour  $T_{sat} = 100$  °C,  $\omega = 6000$  tr/min et  $\tilde{\delta} = 10^{-4}$  m, on a  $P(y=0) - P_{sat} = \rho_l R \omega^2 \tilde{\delta}^2 \approx 151$  Pa alors que  $P_{sat} = 101450$  Pa, ce qui justifie de négliger les variations de pression selon  $y$  ici.

L'apparition de structures contra-rotatives est dictée par l'observation d'une valeur critique du nombre de Rayleigh  $Ra_c$ . Comme nous l'avons vu dans la partie 2.5.1, il existe plusieurs valeurs critiques de ce nombre dépendant des problèmes étudiés. Dans la littérature, il n'existe pas de critère parfaitement adapté à notre problème (évaporation en film avec réalimentation par circulation longitudinale du liquide).

En convection naturelle, la valeur du nombre de Rayleigh critique est souvent estimée à 1101 pour un film de liquide chauffé par en-dessous et possédant une surface libre à température plus faible [42], sans circulation longitudinale du fluide imposée. De même, en considérant l'évaporation d'un fluide au repos, et en se basant sur les travaux de Zhang *et al.* [44], Song et Ewing [43] ont établi que la valeur critique  $Ra_c$  est proche de 400. Il semblerait donc que l'évaporation ait tendance à favoriser l'établissement de la convection de type Rayleigh-Bénard. Cependant, le nombre de Rayleigh critique obtenu par Song et Ewing est difficilement utilisable dans notre étude car il relève d'un problème instationnaire, le film de liquide s'évaporant sans être réalimenté. Par ailleurs, on peut penser que l'écoulement du liquide, même à faible vitesse - vitesse ne dépassant pas  $5 \text{ cm.s}^{-1}$  dans notre étude - devrait avoir un effet stabilisant. En effet, l'étude menée par X. Nicolas [69], qui a mené une revue bibliographique complète sur les écoulements en canal fermé dans lequel la convection de Rayleigh-Bénard peut se déclencher, a montré qu'un écoulement longitudinal retarde le démarrage de la convection (dans ce cas,  $Ra_c > 1708$ ). En définitive, la connaissance de la valeur critique du nombre de Rayleigh reste délicate. Dans notre contexte d'études, nous avons choisi de pas retenir cette valeur de 400 étant donné la circulation longitudinale du fluide, faute de sources fiables dans la littérature. Devant le manque de renseignements complémentaires, on choisit arbitrairement une valeur critique du nombre de Rayleigh égale à 1101 pour avoir un ordre d'idée des paramètres influents l'établissement de la convection. Un banc d'essais prochainement mis en place au sein du laboratoire devrait permettre de déterminer de manière plus précise les conditions de fonctionnement pour lesquelles ces phénomènes de convection sont susceptibles de se déclencher.

Partant de là et à partir de la résolution du système (4.14-4.15), une étude paramétrique a été réalisée en faisant varier  $T_{sat}$ ,  $\Delta T$ ,  $\omega$  et la masse de fluide introduite dans le caloduc. En retenant la valeur  $Ra_c = 1101$ , le tableau 4.3 donne un premier aperçu des situations pour lesquelles il serait bon d'approfondir les effets de la convection naturelle sur l'amélioration des transferts au sein du film liquide. Les cas où la valeur critique est dépassée sont mentionnés avec une croix ( $\times$ ). Nous pouvons voir que la convection de Rayleigh-Bénard est à prendre en compte pour les plus grandes valeurs de  $\Delta T$  (correspondant aux plus grandes variations de masses volumiques), pour les plus grandes masses de fluide injecté (correspondant à une augmentation de l'épaisseur du film liquide favorisant la formation des rouleaux de convec-



tion) et pour les grandes vitesses de rotation (correspondant à une augmentation des forces centrifuges). Il est à noter que plus  $T_{sat}$  est grand, plus la convection est facile à amorcer. Cependant, nous constatons qu'une grande partie des situations qui peuvent nous concerner ( $\omega \leq 6000$  tr/min) est caractérisé par une valeur du nombre de Rayleigh inférieure à 1101. Dans la section 4.5, nous n'exposerons, bien évidemment, que des résultats correspondant aux situations où la convection de Rayleigh-Bénard est supposée négligeable.

(a)

Vitesse de rotation (tr/min)	$\omega = 1500$					$\omega = 3000$					$\omega = 6000$				
$\Delta T$ (°C)	1	2	5	10	20	1	2	5	10	20	1	2	5	10	20
m<1g	○	○	-	-	-	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○
m=1g	○	○	○	-	-	○	○	○	○	○	○	○	○	○	×
m=1,1g	○	○	○	-	-	○	○	○	○	○	○	○	○	○	×
m=1,2g	○	○	○	○	-	○	○	○	○	○	○	○	○	×	×
m=1,3g	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	×	×
m=1,4g	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	×	×
m=1,5g	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	○	×	×	×

(b)

Vitesse de rotation (tr/min)	$\omega = 1500$					$\omega = 3000$					$\omega = 6000$				
$\Delta T$ (°C)	1	2	5	10	20	1	2	5	10	20	1	2	5	10	20
m<0,8g	○	○	-	-	-	○	○	○	○	-	○	○	○	○	○
m=0,8g	○	○	-	-	-	○	○	○	○	-	○	○	○	○	×
m=0,9g	○	○	○	-	-	○	○	○	○	○	○	○	○	×	×
m=1g	○	○	○	-	-	○	○	○	○	○	○	○	○	×	×
m=1,1g	○	○	○	○	-	○	○	○	○	×	○	○	×	×	×
m=1,2g	○	○	○	○	○	○	○	○	○	×	○	○	×	×	×
m=1,3g	○	○	○	○	○	○	○	○	×	×	○	○	×	×	×
m=1,4g	○	○	○	○	○	○	○	○	×	×	○	×	×	×	×
m=1,5g	○	○	○	○	○	○	○	○	×	×	○	×	×	×	×

(c)

Vitesse de rotation (tr/min)	$\omega = 1500$					$\omega = 3000$					$\omega = 6000$				
$\Delta T$ (°C)	1	2	5	10	20	1	2	5	10	20	1	2	5	10	20
m<0,7g	○	-	-	-	-	○	○	○	-	-	○	○	○	○	○
m=0,7g	○	○	-	-	-	○	○	○	○	-	○	○	○	×	×
m=0,8g	○	○	-	-	-	○	○	○	○	○	○	○	×	×	×
m=0,9g	○	○	○	-	-	○	○	○	○	○	○	○	×	×	×
m=1g	○	○	○	○	○	○	○	○	○	×	○	○	×	×	×
m=1,1g	○	○	○	○	○	○	○	○	×	×	○	○	×	×	×
m=1,2g	○	○	○	○	○	○	○	○	×	×	○	×	×	×	×
m=1,3g	○	○	○	○	×	○	○	×	×	×	×	×	×	×	×
m=1,4g	○	○	○	○	×	○	○	×	×	×	×	×	×	×	×
m=1,5g	○	○	○	○	×	○	○	×	×	×	×	×	×	×	×

TAB. 4.3 – Caractérisation de la présence de la convection de Rayleigh-Bénard pour (a)  $T_{sat} = 50$  °C (b)  $T_{sat} = 100$  °C (c)  $T_{sat} = 150$  °C

Par ailleurs, on peut aussi préciser que, comme nous l'avons déjà dit, la convection forcée ne doit pas non plus être prise en compte à cause de la faible vitesse d'écoulement longitudinale du liquide. Ceci peut être montré à partir de l'évaluation du nombre de Richardson, rapport du nombre de Grashof et du nombre de Reynolds au carré, qui compare les effets de convection naturelle et de convection forcée induite par un écoulement de fluide longitudinal (voir [70] par exemple) :

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} = \frac{R\omega^2\beta\Delta T\delta}{u_l^2} \quad (4.30)$$

En considérant les valeurs obtenues pour caractériser la convection de Rayleigh-Bénard (cf. tableaux (4.3)), on remarquera que l'on a généralement  $Ri > 10$ ; la convection forcée est donc négligeable par rapport à la convection naturelle. On observe cependant que pour les faibles taux de remplissage (masse minimale), on peut avoir  $Ri < 1$ . Dans ce cas, on considère que la vitesse du liquide reste assez faible (toujours inférieure à  $0,05 \text{ m.s}^{-1}$ ) pour que la convection forcée n'intervienne pas dans ce problème. De plus, pour  $Ri < 1$ , les valeurs de l'épaisseur de film  $\delta$  sont très faibles donc la conductance de conduction  $\lambda_l/\delta$  dans le film est très grande, ce qui renforce l'idée que la convection forcée est alors négligeable.

Par conséquent, les calculs présentés dans la section suivante sont restreints au cas où il n'y a ni convection naturelle ni convection forcée interférant dans les transferts : ces derniers sont supposés se faire uniquement par conduction unidimensionnelle, parallèle à l'axe  $y$ .

## 4.5 Résultats et discussions

### 4.5.1 Résultats avec l'eau utilisée comme fluide caloporteur

Tous les résultats présentés dans cette section sont obtenus pour un caloduc dont les dimensions caractéristiques sont regroupées dans le tableau 4.2. Le fluide caloporteur étudié ici est l'eau.

Les calculs menés ont permis d'étudier, en particulier, l'influence de différents paramètres comme l'écart de température<sup>6</sup>  $\Delta T = T_{w, \text{evap}} - T_{\text{sat}}$ , la vitesse de rotation  $\omega$ , la masse  $m$  et la température de saturation  $T_{\text{sat}}$  sur le flux de chaleur  $Q$  transféré globalement par le caloduc et également sur la masse optimale de fluide à introduire dans le caloduc pour obtenir les meilleures performances. De plus, avoir une valeur de température de saturation  $T_{\text{sat}}$  fixée permet de travailler avec des propriétés thermophysiques constantes.

Une étude caractéristique montrant l'évolution de l'épaisseur de film de liquide et du flux de chaleur transféré le long du caloduc est présentée et commentée en début de partie **a**. La suite des résultats exposés concerne l'étude paramétrique proprement dite.

### **a. Influence de la masse de fluide introduit $m$ sur l'évolution de l'épaisseur de film $\delta$ et du flux de chaleur $Q$ transféré le long du caloduc**

Ici, les valeurs de la température de saturation  $T_{\text{sat}}$ , l'écart de températures  $\Delta T = T_{w, \text{evap}} - T_{\text{sat}}$  et la vitesse de rotation  $\omega$  sont fixées. La figure 4.12-(a) montre l'évolution de l'épaisseur de film  $\delta$  le long du caloduc pour différentes masses de fluide introduit. On remarque que l'épaisseur du film liquide  $\delta$  augmente tout le long du caloduc afin d'assurer le retour du liquide du condenseur vers l'évaporateur.

La figure 4.12-(b) montre, quant à elle, l'évolution correspondante du flux de chaleur<sup>7</sup>  $Q(x)$  transféré le long du caloduc ; elle permet notamment de visualiser les trois différentes zones caractéristiques du caloduc :

- l'évaporateur où  $Q(x)$  augmente régulièrement entre  $x = 0$  et  $x = 0,04$  m,
- la zone adiabatique où  $Q(x)$  reste constant,
- le condenseur où  $Q(x)$  décroît jusqu'à devenir nul à l'extrémité du caloduc, pour  $x = 0,2$  m.

Dans les équations du modèle, la quantité  $\dot{m}_l$  est le débit massique linéique. Par conséquent, comme  $Q(x) = \dot{m}_l(x) h_{lv}$ ,  $Q(x)$  est le flux de chaleur par unité de longueur. Dans l'ensemble des courbes présentées ici, on a multiplié cette quantité par le périmètre du caloduc ( $2\pi R$ ) afin de représenter le flux total transféré.

---

<sup>6</sup>Nous pouvons penser que, pour les écarts de températures  $\Delta T$  les plus élevés, l'ébullition pourrait se déclencher même si nous pouvons supposer que l'effet de la rotation du caloduc sur l'écoulement de liquide peut la retarder. En tout état de cause, comme nous l'avons spécifié, nous l'avons négligée dans notre modèle.

<sup>7</sup>Notons ici que  $Q(x)$  fait référence au flux de chaleur surfacique intégré entre 0 et  $x$  tandis que la notation  $Q$  désigne le flux de chaleur global transféré par le caloduc ( $Q = Q(L_e)$ )

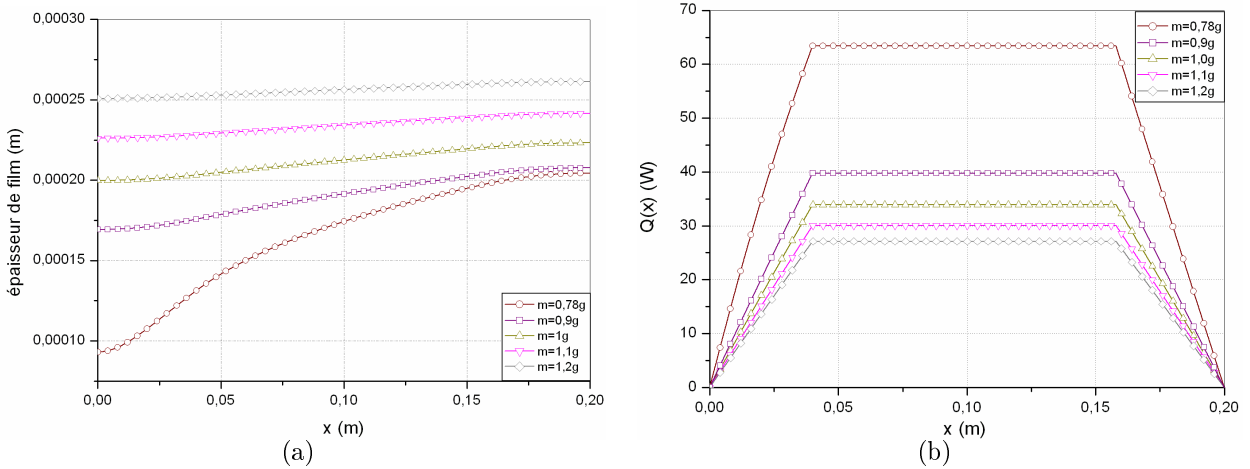


FIG. 4.12 – Evolutions de (a)  $\delta$  et (b)  $Q$  le long du caloduc ( $\omega = 3000$  tr/min,  $T_{sat} = 100^\circ\text{C}$ ,  $\Delta T = 10^\circ\text{C}$ )

La figure 4.12-(b) est à relier directement à la figure 4.12-(a). En effet, la résistance thermique due à la conduction dans le liquide augmente avec  $\delta$  et donc avec  $m$  : quand la masse de fluide introduit augmente - les paramètres  $T_{sat}$ ,  $\Delta T$  et  $\omega$  restant constants - le flux de chaleur  $Q$  qui peut être transféré diminue (à températures imposées). Comme le flux de chaleur, et donc l'évaporation, est plus importante pour de faibles épaisseurs de film, la variation axiale de  $\delta$  est de plus en plus prononcée pour les plus petites valeurs de  $m$  : **la différence d'épaisseur de film entre le condenseur et l'évaporateur s'ajuste alors d'elle-même pour que  $\Delta P_l$  (d'après l'équation (4.25)) permette le transfert d'un débit de masse  $\dot{m}_l$  assez important, capable de transférer  $Q$  ( $Q = \dot{m}_l h_{lv}$ )**. Bien évidemment, on trouverait une épaisseur constante si le flux de chaleur était nul.

Enfin, les résultats présentés sur les figures 4.12-(a) et 4.12-(b) montrent que, si l'on veut éviter l'assèchement, il est impossible d'introduire une masse de fluide inférieure à 0,78 g avec les valeurs des paramètres indiqués sur la figure 4.12. Si tel était le cas, on aurait un **assèchement de l'évaporateur** : notre modèle ne peut pas trouver une solution équilibrée pour satisfaire les conditions  $T_{sat}$ ,  $\Delta T$  et  $\omega$  imposées.  $m = 0,78$  g est donc la **masse optimale** de fluide, en dessous de laquelle le remplissage mène à un assèchement du caloduc. Elle correspond au flux de chaleur maximal  $Q_{max}$  que peut transférer le caloduc en condition de températures de paroi imposées.

Pour finir, la figure 4.13 illustre les performances du caloduc en fonction de la masse de fluide introduit dans le caloduc. La conductance globale tracée sur la figure 4.13-(b) a pour définition :  $G = Q / (T_{w,evap} - T_{w,cond})$  où  $Q$  est, ici, le flux de chaleur global transféré par le caloduc.

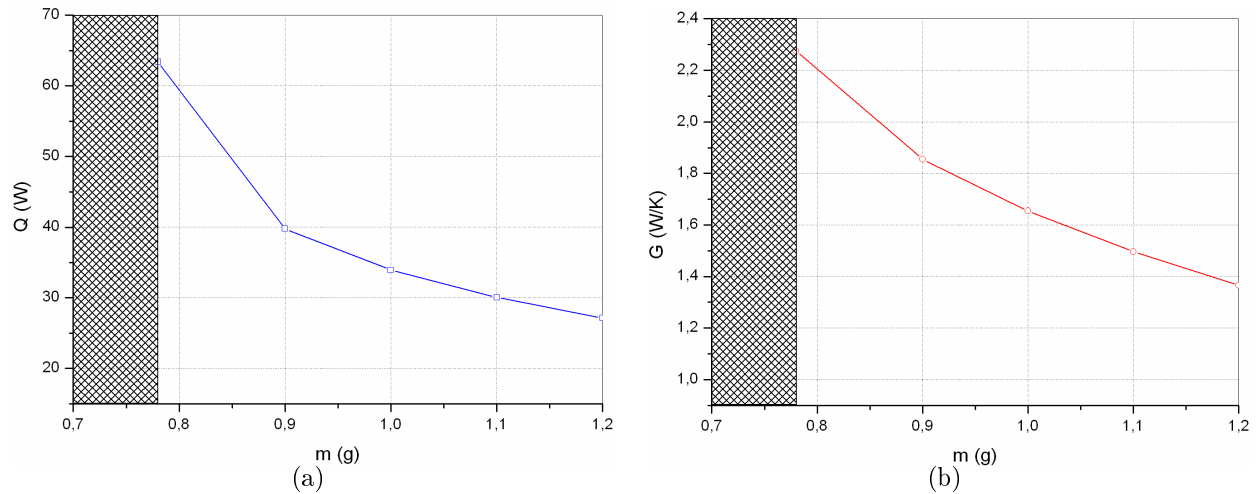


FIG. 4.13 – (a) Flux global transféré par le caloduc et (b) conductance globale en fonction de la masse de fluide introduit ( $\omega = 3000$  tr/min,  $T_{sat} = 100^\circ\text{C}$ ,  $\Delta T = 10^\circ\text{C}$ )

Les deux courbes de la figure précédente permettent de se rendre compte de la diminution importante des performances quand le remplissage devient trop important. Le domaine hachuré sur les deux figures correspond aux remplissages inférieurs au remplissage optimal et qui mènent à un assèchement du caloduc.

Remarque : d'un point de vue pratique, on peut constater que pour un remplissage du caloduc  $m > m_{min} + 30\%$ , l'épaisseur de film varie peu de l'évaporateur au condenseur (figure 4.12-(a)). Par conséquent, en première approximation, on pourrait considérer un film d'épaisseur constante pour calculer les résistances thermiques à l'évaporateur et au condenseur afin de calculer le flux transféré à travers le film liquide.

#### b. Influence de l'écart de températures $\Delta T$ sur le flux de chaleur $Q$ transféré

Ici, ce sont la température  $T_{sat}$  et la vitesse de rotation  $\omega$  qui sont fixées. La figure 4.14 indique l'évolution du flux de chaleur transféré  $Q$  en fonction de  $\Delta T$  pour différents remplissages. On constate que, naturellement,  $Q$  augmente avec  $\Delta T$  pour un remplissage donné. Notons que cette évolution est quasiment linéaire si l'on se situe loin du remplissage optimal. Si l'on s'en rapproche, le flux de chaleur augmente beaucoup plus vite jusqu'à l'assèchement probable conduisant à la détérioration du système. C'est le cas pour les courbes correspondant aux masses inférieures à 1 g sur la figure 4.14.

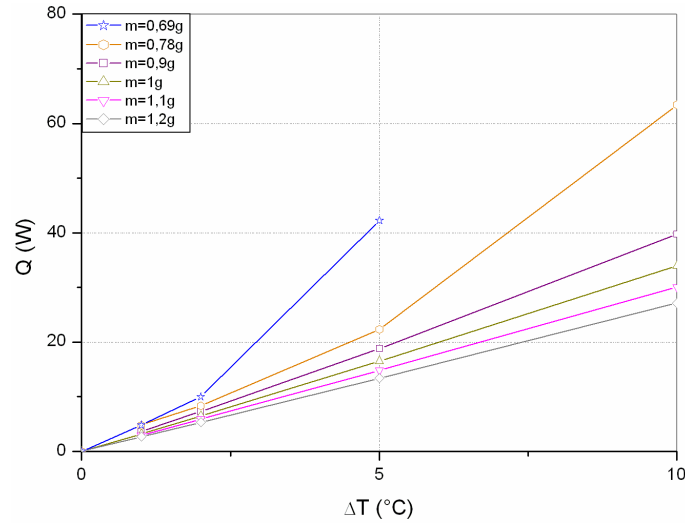


FIG. 4.14 – Evolution de  $Q$  en fonction de  $\Delta T$  pour différentes masses de fluide introduits ( $T_{sat} = 100^\circ\text{C}$ ,  $\omega = 3000$  tr/min)

### c. Influence de l'écart de températures $\Delta T$ sur la masse minimale et sur le flux de chaleur correspondant $Q_{max}$

La figure 4.15-(a) présente l'évolution de la masse minimale de fluide qui peut être introduit dans le caloduc, avant que l'assèchement n'ait lieu, en fonction de l'écart de températures  $\Delta T$  et pour plusieurs valeurs de vitesses de rotation  $\omega$ . Comme nous l'avons précédemment vu, la masse minimale est obtenue avec la valeur la plus faible de  $\delta_0$  permettant une convergence du modèle, la valeur  $\delta_0 = 0$  étant impossible à cause de l'adimensionnement de l'épaisseur de film  $\delta$  par  $\delta_0$ <sup>8</sup> dans notre modèle.

**La masse minimale augmente avec  $\Delta T$**  : ceci est dû au fait que le débit de liquide  $\dot{m}_l$ , et de fait, la section transverse de liquide croît aussi avec  $\Delta T$ .

Au contraire, on peut voir que **la masse minimale diminue avec l'augmentation de  $\omega$** . En effet, pour une masse donnée, l'augmentation de la force centrifuge provoque une diminution de l'épaisseur du liquide au condenseur et une augmentation de cette épaisseur à l'évaporateur : la différence de hauteur de film liquide entre les deux extrémités du caloduc a tendance à diminuer. La valeur maximale du flux de chaleur  $Q_{max}$  est obtenue quand  $\delta(x=0)$  tend vers zéro ; par conséquent, quand  $\omega$  augmente, la masse minimale, qui permet d'obtenir ce flux de chaleur, diminue.

<sup>8</sup>La détermination de la masse minimale aurait pu se faire autrement : en effet, nous aurions pu imposer une valeur  $\delta_0 = 0$  en début d'évaporateur. La procédure d'optimisation aurait alors simplement porté sur  $T_{w,cond}$  : une fois la solution d'équilibre trouvée, la répartition du film liquide le long du caloduc aurait déterminé la masse minimale.

La figure 4.15-(b) présente l'évolution de  $Q_{max}$  en fonction de  $\Delta T$  calculé pour les masses minimales correspondantes. Il est intéressant de noter que **le flux de chaleur maximal augmente avec la vitesse de rotation  $\omega$** . L'évolution de ce flux n'est alors évidemment plus linéaire. En général, comme l'épaisseur de film diminue avec l'augmentation de  $\omega$ , la résistance thermique conductive à l'évaporateur diminue, entraînant une élévation de  $Q_{max}$ . Il est à noter que ce résultat n'est pas vrai pour  $\Delta T = 1$  °C, pour  $\omega = 3000$  tr/min et  $\omega = 6000$  tr/min : dans ce cas là, on peut supposer que cela vient de la détermination de la masse minimale et donc de la valeur de  $\delta_0$  obtenue par la procédure d'optimisation. En effet, la masse minimale que l'on recherche est approximée au centième de grammes ; il aurait sans doute fallu être plus précis dans cette recherche afin d'obtenir des valeurs plus précises de  $\delta_0$  afin d'avoir des évolutions plus "logiques" et plus régulières du flux en fonction de  $\Delta T$  (cf. figure 4.15-(b)).

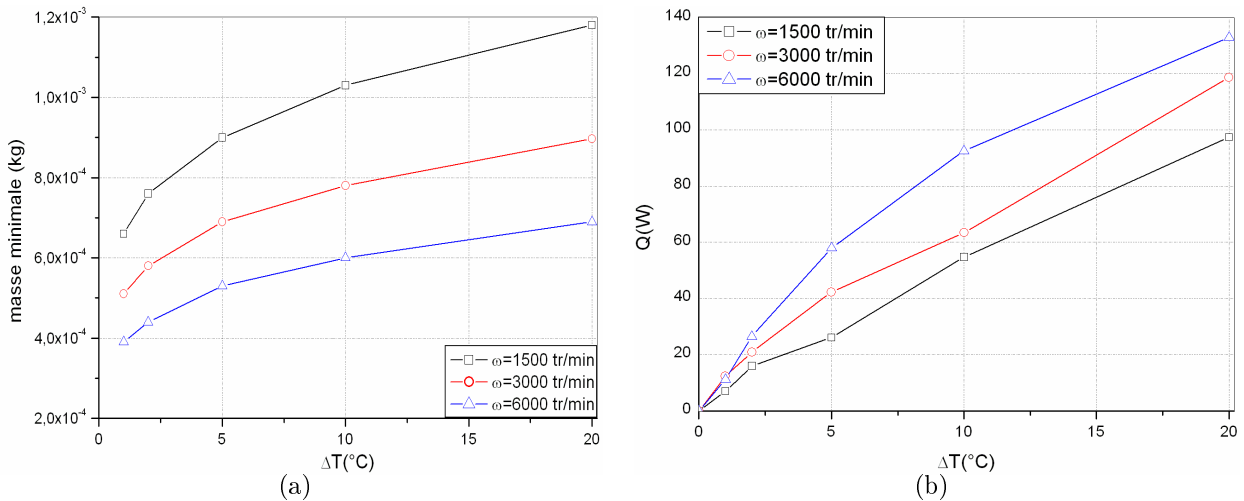


FIG. 4.15 – Evolution de (a) la masse minimale de fluide et (b) du flux de chaleur transféré  $Q_{max}$  en fonction de  $\Delta T$  pour plusieurs vitesses de rotation  $\omega$  ( $T_{sat} = 100$  °C)

Au vu des résultats précédents, il paraît maintenant légitime de se poser la question suivante : *quelles vont être les limites à imposer, en terme de températures et de vitesses de rotation, pour ne pas détériorer le fonctionnement du caloduc?* Nous ne proposons pas ici de réponse définitive mais, pour donner des voies d'exploration, nous avons décidé de mettre en évidence l'évolution des vitesses longitudinales des écoulements de liquide et de vapeur en fonction du flux de chaleur maximal transféré  $Q_{max}$ . La question peut se poser plus particulièrement dans le cas de la vitesse de la vapeur qui, si elle devient importante, peut emmener à un arrachement de particules de liquide au niveau de l'interface.

La vitesse moyenne débitante dans le film liquide est évaluée par la relation suivante :

$$\tilde{v}_{film} = \frac{Q_{max}}{\rho_l h_{lv} \pi \left( R^2 - \left( R - \tilde{\delta}_{adia} \right)^2 \right)} \quad (4.31)$$

où  $\tilde{\delta}_{adia}$  représente une épaisseur moyenne dans la zone adiabatique.

La vitesse dans la vapeur est évaluée de la même manière par :

$$\tilde{v}_{vapeur} = \frac{Q_{max}}{\rho_v h_{lv} \pi \left( \left( R - \tilde{\delta}_{adia} \right)^2 \right)} \quad (4.32)$$

L'évolution de ces vitesses en fonction de  $Q_{max}$  est illustrée sur la figure 4.16. Notons que ces vitesses ont été calculées en chaque point avec la masse minimale correspondante.

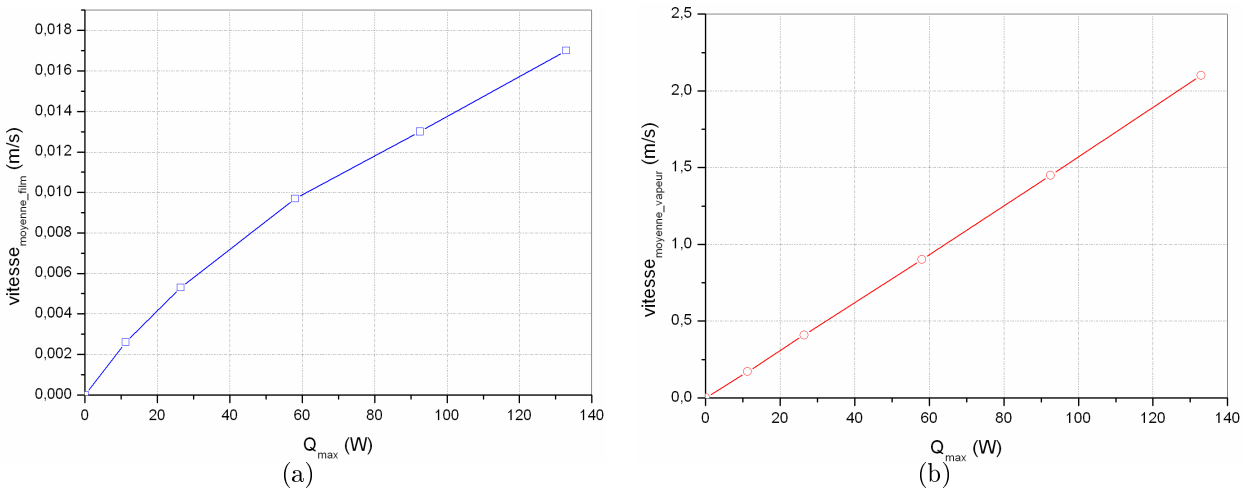


FIG. 4.16 – Evolution de la vitesse moyenne (a) dans le film de liquide et (b) dans la vapeur en fonction du flux de chaleur maximal transféré ( $\omega = 6000$  tr/min et pour  $T_{sat} = 100^\circ\text{C}$ ).

Les vitesses des écoulements dans le liquide et la vapeur augmentent de façon conséquente avec le flux maximal. Pour les cas simulés, ces vitesses ne sont pas très importantes, elles justifient alors les hypothèses correspondantes de notre modèle. Cependant, si l'on augmente fortement soit la vitesse de rotation, soit l'écart de températures  $\Delta T$ , ou si l'on diminue le rayon interne  $R$  du caloduc, la vitesse débitante va encore augmenter et atteindre des valeurs pour lesquelles la limite d'entraînement pourra être atteinte. Il faudra faire attention à ce que ces vitesses ne dépassent pas un certain niveau pour pouvoir utiliser ce modèle simplifié.



**d. Influence de l'écart de températures  $\Delta T$  sur le flux de chaleur transféré  $Q$  pour différentes valeurs de vitesse de rotation  $\omega$  et de masses  $m$  de fluide introduit**

La figure 4.17 présente l'évolution du flux transféré  $Q$  en fonction de  $\Delta T$  pour différentes masses de fluide introduit et pour différentes valeurs de vitesses de rotation  $\omega$ . Elle confirme bien sûr que  $Q$  augmente quand  $m$  diminue. De plus, on peut observer que, même si les différences ne sont pas très importantes, **pour une masse donnée,  $Q$  augmente quand  $\omega$  diminue**; ceci s'explique par le fait que, quand  $\omega$  diminue, pour une masse  $m$  fixée, l'épaisseur de film augmente au condenseur et diminue à l'évaporateur (cf. figure 4.18), entraînant une augmentation du flux transféré le long du caloduc, la température  $T_{w,cond}$  s'ajustant dans le modèle pour satisfaire la condition de flux nul à l'extrémité du condenseur ( $x = L_T$ ).

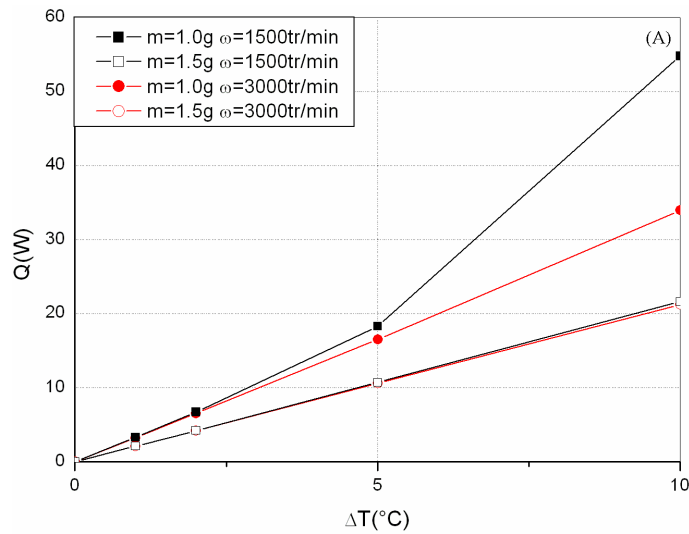


FIG. 4.17 – Evolution de  $Q$  en fonction de  $\Delta T$  pour différentes valeurs de masses de fluide introduit et de  $\omega$  ( $T_{sat} = 100^\circ\text{C}$ )

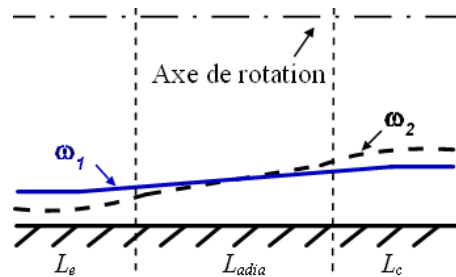


FIG. 4.18 – Evolution des films liquides le long du caloduc pour deux vitesses de rotation ( $\omega_1 > \omega_2$ ) et pour une même masse  $m$ . L'échelle n'est pas respectée.

De plus, la figure 4.17 permet de montrer que **l'influence de  $\omega$  est plus importante pour les plus faibles valeurs de  $m$**  : en effet, un remplissage important conduit à une uniformisation plus marquée de l'épaisseur de film liquide le long du caloduc. Par exemple, pour  $\Delta T = 5\text{ °C}$ <sup>9</sup>, augmenter  $\omega$  de 1500 à 3000 tr/min entraîne une diminution de  $Q$  de 3 % pour  $m = 1\text{ g}$ , alors que pour  $m = 1,5\text{ g}$ , la diminution est seulement de 0,3 %.

Là encore, si l'on s'approche de la limite d'assèchement (point (A) sur la figure 4.17), on a une évolution préalable rapide du flux de chaleur avec la diminution de la masse de fluide.

#### e. Influence de la température de saturation $T_{sat}$ sur le flux de chaleur transféré $Q$ et sur le remplissage optimal

L'influence de  $T_{sat}$  sur le flux de chaleur transféré  $Q$  pour un remplissage donné de fluide est présenté sur la figure 4.19. On voit qu'elle n'est pas très importante quelles que soient les valeurs de  $\Delta T$  et  $\omega$ .

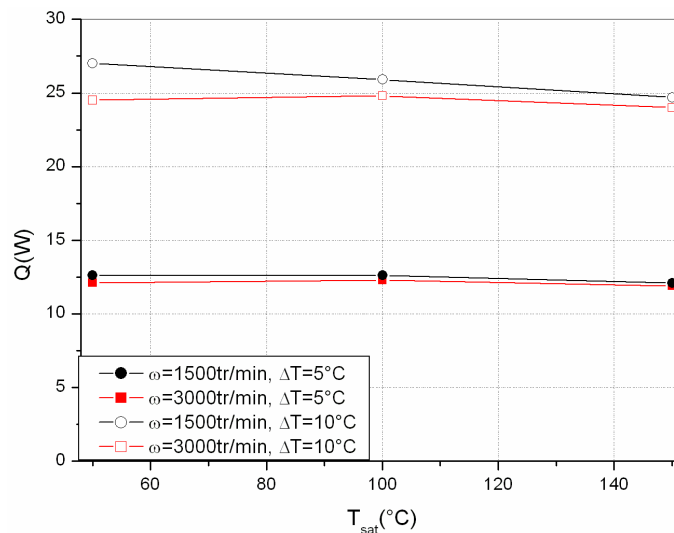


FIG. 4.19 – Evolution de  $Q$  en fonction de  $T_{sat}$  pour un remplissage donné ( $m = 1,2\text{ g}$ ) et pour différents  $\Delta T$  et vitesses de rotation  $\omega$

<sup>9</sup>Pour ce calcul, nous n'avons pas pris le cas ( $\Delta T = 10\text{ °C}$ ,  $\omega = 1500\text{ tr/min}$ ) pour lequel  $m = 1\text{ g}$  est la masse optimale, on est, dans ce cas, près de la limite d'assèchement du caloduc ; la comparaison avec le cas  $m = 1,5\text{ g}$  aurait alors été faussée.

Enfin, la figure 4.20 permet d'observer l'influence de  $T_{sat}$  sur les performances du caloduc en terme de remplissage optimal et de flux maximal  $Q_{max}$ .

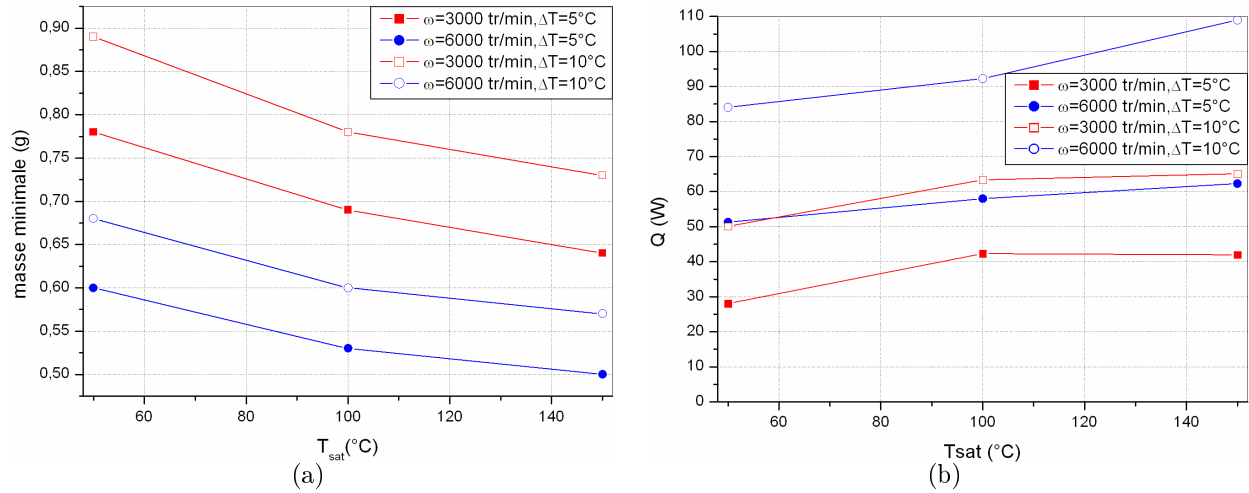


FIG. 4.20 – Evolution (a) de la masse optimale de fluide et (b) du flux de chaleur maximal correspondant pour différents  $\Delta T$  et vitesses de rotation  $\omega$  en fonction de  $T_{sat}$

Comme indiqué sur la figure 4.20-(a), la masse minimale semble diminuer quand  $T_{sat}$  augmente, et ce, pour toutes les valeurs de  $\Delta T$  et  $\omega$ . Cette évolution est directement à mettre en relation avec la figure 4.20-(b) qui montre une augmentation du flux maximal  $Q_{max}$  en fonction de  $T_{sat}$ . Cette évolution dépend fortement des propriétés thermophysiques et explique notamment pourquoi le flux n'évolue pas régulièrement.

### 4.5.2 Comparaison des performances de l'eau avec d'autres fluides

Dans cette section, sont comparées, pour  $T_{sat} = 100$  °C et  $\omega = 3000$  tr/min, les performances, en terme de flux transféré, du caloduc rempli de quatre différents fluides : l'eau, le méthanol, l'acétone et l'ammoniac.

#### a. Comparaison des performances des quatre fluides pour une masse $m$ de fluide introduit fixe

Sur la figure 4.21 est représentée l'évolution des flux en fonction de  $\Delta T$  pour un remplissage donné ( $m = 1,0$  g) pour ces quatre fluides.

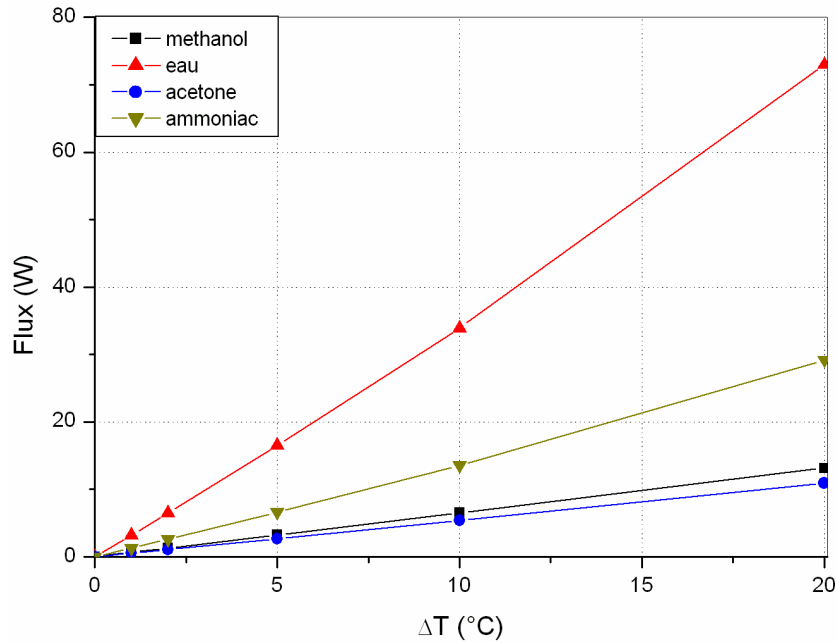


FIG. 4.21 – Comparaison de l'évolution du flux de chaleur en fonction de  $\Delta T$  pour les quatre fluides étudiés ( $T_{sat} = 100$  °C,  $\omega = 3000$  tr/min,  $m = 1$  g)

On observe que, pour une masse de fluide donnée, l'eau est le fluide le plus performant et ce, de manière significative par rapport aux autres fluides. Viennent ensuite l'ammoniac, l'acétone et enfin le méthanol.

Pour expliquer ces résultats, nous allons visualiser l'évolution de l'épaisseur de film le long de l'évaporateur, dans un cas de calcul particulier, pour une différence de température  $\Delta T = 10$  °C et pour  $m = 1$  g ; ces résultats sont regroupés sur la figure 4.22.

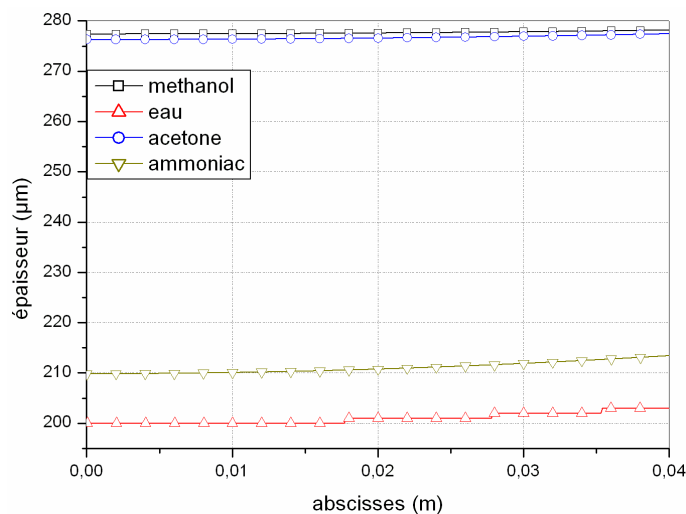


FIG. 4.22 – Comparaison de l'évolution de l'épaisseur de film le long de l'évaporateur pour les quatre fluides étudiés ( $\Delta T = 10$  °C,  $m = 1$  g et  $T_{sat} = 100$  °C)

Expliquons d'abord les évolutions observées sur cette figure. Ici la masse de fluide introduit est la même pour tous les fluides : la différence entre les épaisseurs moyennes des films provient donc uniquement des valeurs des masses volumiques de la vapeur et du liquide pour chacun des fluides. Ces propriétés sont regroupées dans le tableau 4.4. On constate que l'épaisseur de film pour l'eau est faible ; ceci s'explique par le fait que sa masse volumique liquide est la plus élevée. La masse de fluide étant imposée, le volume de liquide est donc plus petit. En ce qui concerne le méthanol et l'acétone, les épaisseurs de film sont très proches : ceci peut s'expliquer par le fait que les masses volumiques de liquide sont très proches et que l'on peut négliger l'effet des masses volumiques de vapeur, très faibles devant les premières (on a  $\rho_{l,methanol}/\rho_{v,methanol} \approx 200$  et  $\rho_{l,acetone}/\rho_{v,acetone} \approx 100$ ). Enfin, pour l'ammoniac, on constate que la masse volumique de la vapeur est très élevée par rapport aux autres fluides ( $\rho_{l,ammoniac}/\rho_{v,ammoniac} \approx 9$ ) ; cette fois la masse de vapeur ne peut plus être négligée dans le calcul de la masse totale<sup>10</sup> au vu du rapport entre masse de liquide et masse de vapeur (cf. tableau 4.4), ce qui explique la relative faible valeur de l'épaisseur de film dans le cas de ce fluide alors que la masse volumique de liquide est la plus faible de tous les fluides.

Avec les résultats de la figure 4.22 et les données du tableau 4.4, on peut maintenant classer les conductances de conduction dans le film liquide pour les quatre fluides :

$$\frac{\lambda_{l,eau}}{\tilde{\delta}_{eau}} > \frac{\lambda_{l,ammoniac}}{\tilde{\delta}_{ammoniac}} > \frac{\lambda_{l,methanol}}{\tilde{\delta}_{methanol}} > \frac{\lambda_{l,acetone}}{\tilde{\delta}_{acetone}} \quad (4.33)$$

où les quantités  $\tilde{\delta}_i$ <sup>11</sup> figurent les épaisseurs moyennes de film liquide le long de l'évaporateur pour chaque fluide.

La quantité  $\Delta T = T_{w,evap} - T_{sat}$  étant constante, le classement des conductances permet d'expliquer directement les résultats de la figure 4.21.

	$\lambda_l$ (W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	$\rho_l$ (kg.m <sup>-3</sup> )	$\rho_v$ (kg.m <sup>-3</sup> )	$\rho_l \tilde{V}_l$ (kg)	$\rho_v \tilde{V}_v$ (kg)	$\lambda_l/\tilde{\delta}$ (W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup> )
méthanol	0,18	709,2	4,04	9,6. 10 <sup>-4</sup>	3,9.10 <sup>-5</sup>	647,5
eau	0,68	958,34	0,59837	9,5. 10 <sup>-4</sup>	5.10 <sup>-5</sup>	3333,3
acétone	0,15	690	6,94	9,3. 10 <sup>-4</sup>	6,7.10 <sup>-5</sup>	541,5
ammoniac	0,28	456,63	56,117	4,9. 10 <sup>-4</sup>	5. 10 <sup>-4</sup>	1320,8

TAB. 4.4 – Evaluation des quantités  $\rho_l \tilde{V}_l$ ,  $\rho_v \tilde{V}_v$  et  $\lambda_l/\tilde{\delta}$  pour les quatre fluides étudiés à  $T_{sat} = 100$  °C. Elle sont évaluées pour  $m = 1$  g et pour des épaisseurs de film  $\tilde{\delta}$  moyennes

<sup>10</sup>On voit même dans le tableau 4.4 que la masse de la vapeur est très légèrement supérieure celle du liquide pour l'ammoniac.

<sup>11</sup>Dans cette partie, la notation  $\tilde{\delta}$  correspond à une épaisseur moyenne de film le long du caloduc tandis que  $\delta$  désigne l'épaisseur de film pour une abscisse  $x$  donnée.

**b. Comparaison des performances optimales pour les quatre fluides étudiés**

La figure 4.23-(a) représente l'évolution de la masse minimale de fluide qui peut être injecté dans le caloduc en fonction de  $\Delta T$ . La figure 4.23-(b)<sup>12</sup> permet, quant à elle, de visualiser l'évolution du flux de chaleur maximal  $Q_{max}$  correspondant.

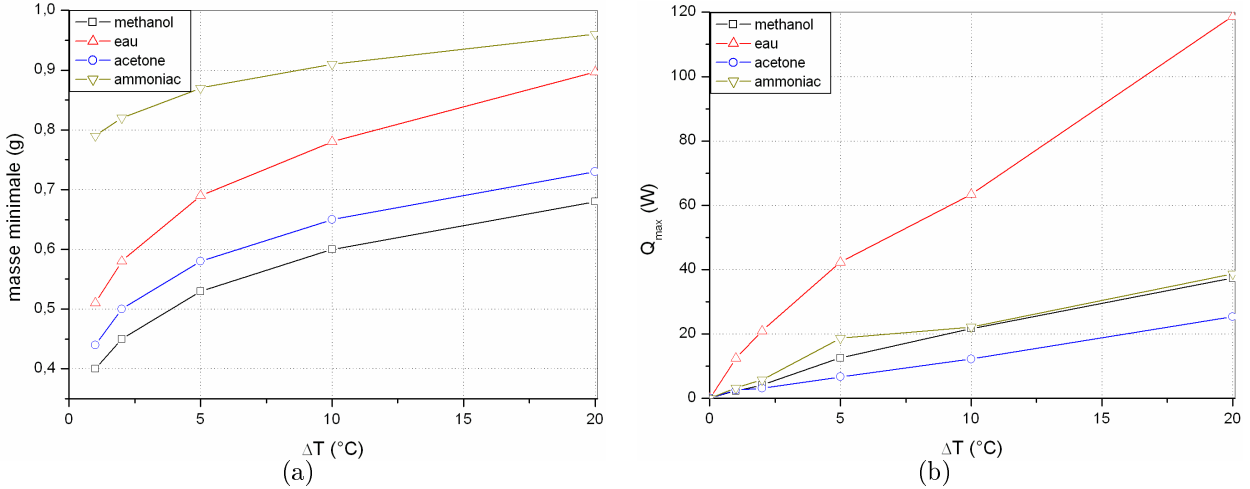


FIG. 4.23 – Comparaison de l'évolution (a) de la masse minimale et (b) du flux de chaleur maximal correspondant en fonction de  $\Delta T$  ( $T_{sat} = 100$  °C et  $\omega = 3000$  tr/min)

La figure 4.23-(a) montre une grande disparité dans la valeur des masses minimales qui peuvent être introduites dans le caloduc. Comme dans le paragraphe précédent, ces variations viennent de toute évidence des différences des propriétés thermophysiques entre les quatre fluides. Essayons d'expliquer l'évolution des courbes représentées sur ce graphe. On observe que si la quantité  $\lambda_l/h_{lv}$  augmente, alors la quantité  $\dot{m}_l$  augmente (d'après l'équation (4.13)). Or  $\dot{m}_l \approx \rho_l u_l \tilde{\delta}$  (cf. équation (4.8)). Par conséquent, l'augmentation de  $\lambda_l/h_{lv}\rho_l$  provoque l'augmentation de la quantité  $u_l \tilde{\delta}$ . Comparons pour cela le rapport  $\lambda_l/h_{lv}\rho_l$  pour les différents fluides. Les valeurs sont rassemblées dans le tableau 4.5.

	$h_{lv}(\text{kJ.kg}^{-1})$	$\lambda_l/h_{lv}\rho_l (\text{m}^2.\text{s}^{-1})$	$\nu_l (\text{m}^2.\text{s}^{-1})$
méthanol	1021,4	$2,48.10^{-10}$	$2,96.10^{-7}$
eau	2256,4	$3,14.10^{-10}$	$2,94.10^{-7}$
acétone	472	$4,54.10^{-10}$	$2,46.10^{-7}$
ammoniac	733,64	$8,50.10^{-10}$	$1,37.10^{-7}$

TAB. 4.5 – Evaluation du rapport  $\lambda_l/h_{lv}\rho_l$  pour les quatre fluides étudiés à  $T_{sat} = 100$  °C

<sup>12</sup>Sur la figure 4.23-(b), on constate que les évolutions du flux présentent des irrégularités surprenantes, ceci provient très probablement, comme nous l'avons déjà expliqué, des valeurs de  $\delta_0$  déterminées qui ne sont pas assez précises.

En traçant les évolutions des épaisseurs de film en fonction de l'abscisse (cf. figure 4.24), pour un cas particulier, on voit alors que les courbes de  $\delta$  sont classées comme le rapport  $\lambda_l/h_{lv}\rho_l$  pour les quatre fluides. De plus, on observe que les valeurs de  $\delta$  sont très proches au condenseur pour les quatre fluides alors qu'elles sont très différentes à l'évaporateur. Ceci peut essentiellement s'expliquer par les différences de valeur de la viscosité cinématique (cf. tableau (4.5)) pour ces quatre fluides : plus cette dernière est grande, plus les pertes de pression d'origine visqueuse dans le liquide augmentent. La différence de pression motrice le long du caloduc doit alors augmenter pour les compenser, ce qui implique une augmentation de la différence d'épaisseur de film entre les extrémités du condenseur et de l'évaporateur. En effet, on constate aisément sur la figure 4.24 que :  $\Delta(\delta(x=L_T) - \delta(x=0))_{methanol} > \Delta(\delta(x=L_T) - \delta(x=0))_{eau} > \Delta(\delta(x=L_T) - \delta(x=0))_{acetone} > \Delta(\delta(x=L_T) - \delta(x=0))_{ammoniac}$ .

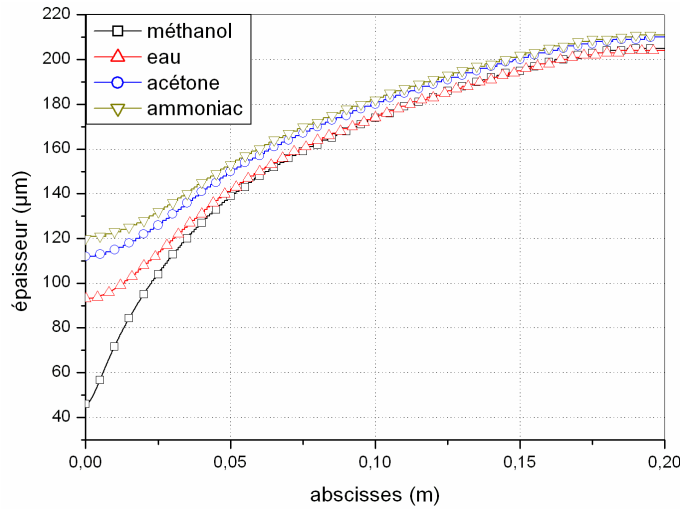


FIG. 4.24 – Comparaison des évolutions des épaisseurs de film de liquide  $\delta$  en fonction de  $x$  pour des masses minimales de fluide introduit ( $\Delta T = 10$  °C,  $T_{sat} = 100$  °C et  $\omega = 3000$  tr/min)

Les évolutions des différentes masses minimales observées sur la figure 4.23-(a) peuvent alors essentiellement être expliquées par l'évolution des épaisseurs de film en fonction de l'abscisse rapportées aux variations de valeurs des masses volumiques de la vapeur et du liquide pour les différents fluides. En effet, si l'on compare  $\delta = f(x)$  (cf. figure 4.24) pour l'acétone et le méthanol, on peut voir que, quel que soit  $x$ , on a toujours  $\delta_{acetone} > \delta_{methanol}$  ; plus particulièrement, dans la zone évaporateur ( $x < 0,04$  m), ces deux valeurs sont éloignées l'une de l'autre. De plus, sachant que  $\rho_{l,acetone} \approx \rho_{l,methanol}$ , le fait que le remplissage optimal du méthanol est plus faible que celui de l'acétone est directement corrélé à la différence de hauteur de film liquide observée sur la figure 4.24. Nous n'avons pas considéré l'effet de la masse de vapeur ici étant donné les très faibles valeurs de masse volumique de la vapeur pour ces deux fluides (cf. tableau 4.4). Les graphes de la figure 4.25, qui permettent de comparer

les masses de liquide et de vapeur dans le cas d'un remplissage optimal pour  $\Delta T = 10^\circ\text{C}$ , montrent bien que la masse de la vapeur est négligeable par rapport à la masse de liquide pour ces deux fluides.

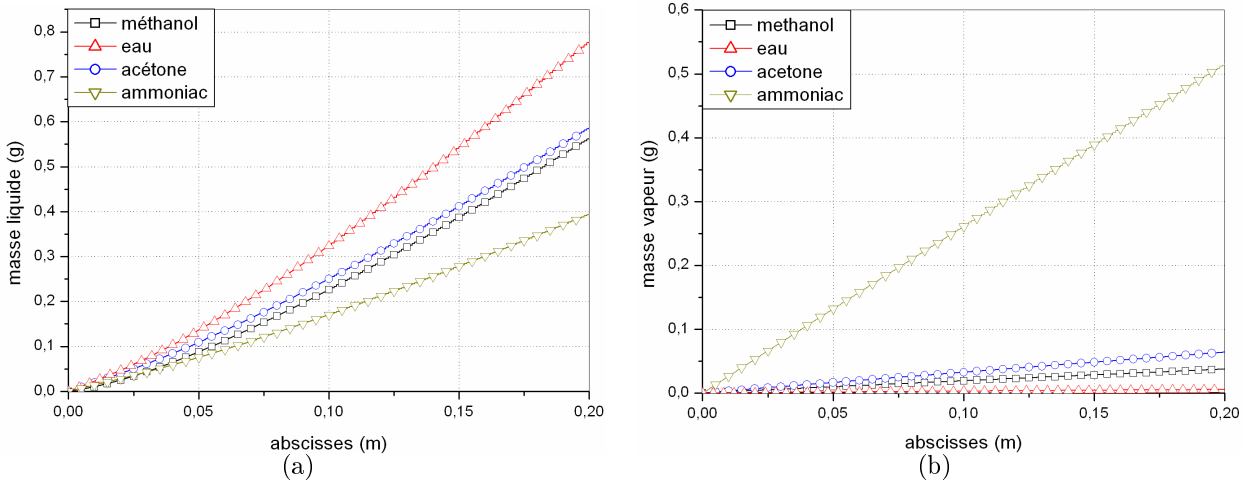


FIG. 4.25 – Comparaisons des évolutions des (a) masses de liquide et (b) masses de vapeur pour des masses minimales de fluide introduit ( $\Delta T = 10^\circ\text{C}$ ,  $T_{sat} = 100^\circ\text{C}$  et  $\omega = 3000$  tr/min)

Comparons maintenant l'évolution de  $\delta$  (figure 4.24) pour les cas de l'eau et de l'acétone. Ici aussi, on a toujours,  $\delta_{acetone} > \delta_{eau}$ . Pour ces deux fluides, les masses volumiques de la vapeur sont très petites comparées aux masses volumiques du liquide. On ne considèrera donc pas l'effet de la masse de la vapeur ici non plus (cf. figure 4.25-(b)). Sachant que  $\rho_{l,eau} > \rho_{l,acetone}$  (cf. tableau 4.4), la masse minimale de l'eau est donc plus importante que celle de l'acétone, les évolutions de  $\delta$  étant proches. Le graphe de la figure 4.25-(a) confirme cette évolution.

En ce qui concerne les remplissages optimaux pour l'eau et l'ammoniac, on observe tout d'abord sur la figure 4.24 que  $\delta_{ammoniac} > \delta_{eau}$  et que les profils d'épaisseur évoluent de façon similaire. D'autre part, l'influence de la masse de vapeur n'est plus négligeable dans le cas de l'ammoniac vu que  $\rho_{l,ammoniac}/\rho_{v,ammoniac} \approx 9$  (alors que  $\rho_{l,eau}/\rho_{v,eau} \approx 2000$ ). Ceci est confirmé par la figure 4.25 : la masse de vapeur de l'ammoniac est même plus importante que sa masse de liquide en tout point. Même si l'on a  $m_{l,eau}/m_{l,ammoniac} \approx 2$ , ce rapport est largement compensé par le rapport des masses de vapeur :  $m_{v,ammoniac}/m_{v,eau} \approx 25$  ; ceci explique donc pourquoi le remplissage optimal est plus important dans le cas de l'ammoniac que dans le cas de l'eau .

Expliquons maintenant les résultats de la figure 4.23-(b) qui représente l'évolution du flux maximal  $Q_{max}$  calculé pour les masses minimales correspondantes en fonction de  $\Delta T$ . Pour cela, à partir des résultats de la figure 4.24, visualisons, dans ce cas particulier, sur la figure



4.26, l'évolution des conductances surfaciques de conduction ( $\lambda_l/\delta$ ) dans le film liquide le long de l'évaporateur.

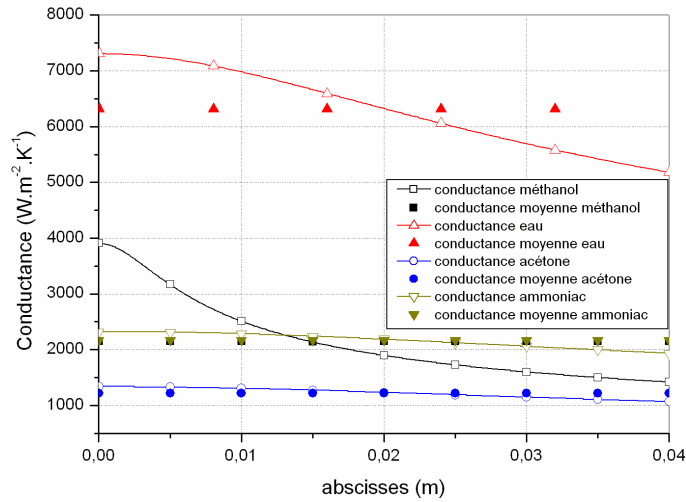


FIG. 4.26 – Comparaison des évolutions des conductances surfaciques le long de l'évaporateur pour des masses minimales de fluide introduit ( $\Delta T = 10 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $m = 1 \text{ g}$  et  $T_{sat} = 100 \text{ }^\circ\text{C}$ )

Sur cette figure sont tracées les évolutions des conductances le long de l'évaporateur ainsi que les valeurs des conductances moyennes pour chacun des fluides. Le profil des conductances moyennes est à mettre directement en rapport avec les résultats présentés sur la figure 4.23-(b). On peut notamment constater que, pour un remplissage optimal, les performances de l'ammoniac sont très semblables à celles du méthanol, l'eau restant le fluide le plus performant.

Enfin, il faut noter que, pour les remplissages optimaux, à basse température, pour certains fluides comme par exemple le méthanol, l'éthanol ou l'eau, nous ne pouvons plus négliger la résistance d'évaporation/condensation définie dans le chapitre 2 dans le calcul de la densité de flux de chaleur : en effet, cette résistance augmente avec  $T_{sat}$  et elle est à prendre en compte pour les films liquides de très faible épaisseur. A titre d'exemple, le tableau 4.6 permet de rassembler les valeurs de ces résistances, nous avons aussi calculé la valeur de l'épaisseur de film critique  $\delta_{critique}$  pour laquelle les résistances d'évaporation/condensation et de conduction  $\delta/\lambda_l$  sont égales :

Fluide	méthanol	éthanol	eau
$R_{evap/cond} \text{ (m}^2.K.W^{-1}\text{)}$	$6,5.10^{-6}$	$5,8.10^{-6}$	$4,0.10^{-6}$
$\delta_{critique} \text{ (m)}$	$1,43.10^{-6}$	$1,07.10^{-6}$	$2,25.10^{-6}$

TAB. 4.6 – Evaluation de la résistance d'évaporation/condensation pour le méthanol, l'éthanol et l'eau à respectivement  $-30 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $-20 \text{ }^\circ\text{C}$  et  $0 \text{ }^\circ\text{C}$

Les valeurs de  $\delta_{critique}$  rassemblées sur le tableau 4.6 sont de l'ordre de grandeur des valeurs des plus faibles épaisseurs correspondant aux remplissages optimaux. Dans ces cas-là, la résistance d'évaporation/condensation sera à ajouter dans le calcul de la densité de flux de chaleur (équation (4.11)).

## 4.6 Conclusion du chapitre 4

Le modèle qui a été présenté dans ce chapitre permet de caractériser les transferts de masse et de chaleur dans le film liquide au sein d'un caloduc tournant. Par rapport aux modèles développés jusqu'à présent, sa principale originalité réside dans l'utilisation d'une procédure d'optimisation qui permet de travailler à masse de fluide imposée tout en assurant une épaisseur de film liquide non nulle en fin de condenseur.

La série de discussions que nous avons eue dans la section 4.4 a permis de justifier les hypothèses faites dans le modèle et de définir dans quel domaine d'application il est utilisable.

L'étude paramétrique qui a été réalisée par la suite a permis de mettre en évidence quelques résultats importants concernant l'influence de  $m$ ,  $\Delta T$ ,  $\omega$  ou  $T_{sat}$ . En particulier, certains résultats n'étaient pas intuitifs : citons, par exemple, le fait que pour une masse de fluide donnée, une augmentation de la vitesse de rotation entraîne une diminution du flux de chaleur échangé (à  $T_{sat}$  et  $T_{w,evap}$  fixes). Ce modèle a aussi permis de définir un remplissage optimal de fluide qui correspond aux meilleures performances du système : de façon pratique, comme un caloduc fonctionne pour un domaine de températures ( $\Delta T$ ,  $T_{sat}$ ) plus ou moins important, il faudra faire attention de ne pas descendre en dessous de cette masse limite - qui tend à augmenter quand  $\Delta T$  augmente et  $T_{sat}$  diminue - sous risque d'assécher le caloduc. Il faudra donc trouver un compromis entre remplissage, performances et plage de fonctionnement du caloduc.

Nous pouvons aussi signaler la grande adaptabilité de ce modèle : la géométrie, le fluide caloporteur, les conditions d'utilisation peuvent être très facilement modifiées. Toutefois, on pourra peut-être se restreindre à des différences de températures  $\Delta T$  au maximum égales à 10 °C afin qu'il n'y ait pas de phénomène d'ébullition en situation normale de fonctionnement.

Comme nous l'avons signalé à plusieurs reprises nous avons choisi, dans notre étude, de travailler avec un couple ( $T_{w,evap}$ ,  $T_{sat}$ ) imposé afin de pouvoir comparer les résultats pour des propriétés thermophysiques des fluides fixées mais, dans la pratique, on peut imaginer qu'il serait plus adapté de fixer un couple ( $T_{w,evap}$ ,  $T_{w,cond}$ ) afin que la procédure d'optimisation soit réalisée sur  $T_{sat}$ .

Enfin, ce modèle pourra évidemment être amélioré : on a supposé que les températures  $T_{w,evap}$  et  $T_{w,cond}$  étaient constantes ; or, ceci n'est jamais le cas dans la réalité. Des variations

de ces températures le long de l'évaporateur et du condenseur sont tout à fait envisageables. La modélisation de la conduction dans la paroi avec un flux de chaleur imposé est aussi réalisable. On pourra aussi inclure les contraintes de cisaillement au niveau de l'interface liquide/vapeur qui, dans notre étude, ont été négligées. De plus, étant donné l'adaptabilité du modèle, il sera, par exemple, possible d'y inclure la modélisation de structures poreuses, de type rainures axiales, au sein de l'écoulement liquide : dans la pratique, ces structures permettent, notamment, d'améliorer la surface d'échange et donc les transferts de chaleur.

## Troisième partie

Simulations d'écoulements à surface libre  
simples avec le logiciel TRIO\_U



# Chapitre 5

## Introduction à la méthode de Front-Tracking et modélisations d'écoulements à surface libre simples

Ce chapitre peut être séparé en trois parties. Dans une première partie, nous allons décrire les objectifs liés à l'utilisation du code de calcul `Trio_U`. Dans une seconde partie, nous allons présenter de façon globale la méthode mixte de Front-Tracking/VOF utilisée dans le code de calcul `Trio_U`. Cette partie a été rédigée en se basant sur la littérature sur le sujet [54, 71, 72] ; les détails de cette méthode sont expliqués avec de plus amples précisions dans [73, 74, 75]. L'objectif était de nous approprier les éléments du code `Trio_U` nécessaires à nos travaux à venir. Dans une dernière partie, nous allons exposer les modélisations que nous avons mis en oeuvre et les premiers résultats académiques qui en découlent .

### 5.1 Objectifs à long terme de l'étude

Cette partie est dédiée à l'utilisation du logiciel `Trio_U`, développé par le CEA-Grenoble. Dans notre contexte d'études, ce code de calcul devra être utilisé, à terme, afin de modéliser les transferts de masse et de chaleur le long d'un caloduc entier. Il permettra notamment de développer des modèles instationnaires qui pourront être utilisés pour caractériser de manière précise le comportement de l'interface liquide/vapeur dans de tels systèmes. En effet, `Trio_U` permet de simuler des écoulements diphasiques et modéliser correctement le déplacement de la ligne liquide/vapeur grâce à l'outil de Front-Tracking (suivi d'interface). Cette méthode permet un suivi précis de l'interface liquide/vapeur grâce au déplacement d'un maillage qui lui est propre. De plus, une discrétisation adaptée des quantités propres à cette interface permet de s'affranchir des problèmes de stabilités numériques. Une caractérisation complète

du caloduc à rainures axiales pourra notamment être mise en oeuvre. Nous pourrons alors y inclure les corrélations déterminées dans le chapitre 3 afin de prendre en compte les transferts au sein de la micro-région dans un macro-modèle d'évaporateur étant donné la zone d'échange privilégiée qu'elle constitue (cf figure 5.1). De même, afin d'étendre l'étude menée dans le chapitre 4, on pourra, à terme, développer un modèle de caloduc tournant 3D afin de simuler les écoulements de vapeur et de liquide en son sein et de caractériser le comportement de l'interface liquide/vapeur dans de tels systèmes.

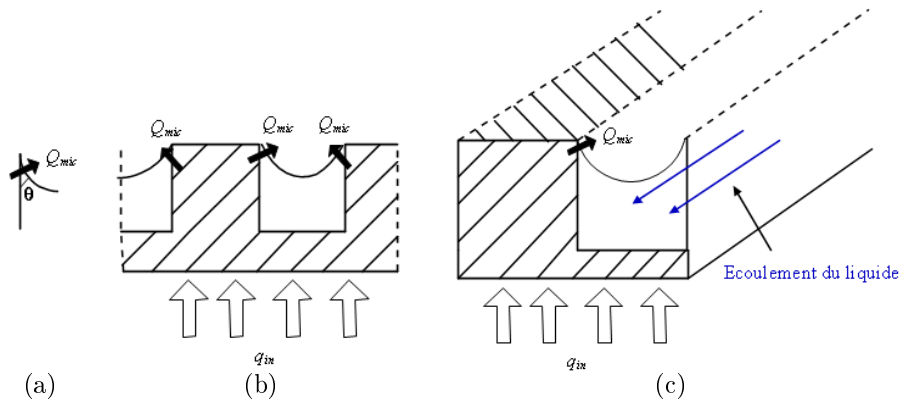


FIG. 5.1 – Principales étapes permettant d'inclure le modèle de micro-région déterminé dans le chapitre 3 dans un modèle macroscopique de rainure : (a) Schématisation de la micro-région - (b) Modèle d'évaporateur 2D - (c) Modèle de rainure 3D (côté évaporateur). Les échelles ne sont pas respectées.

Cependant, par manque de temps et devant les difficultés rencontrées, nous n'avons malheureusement pas pu développer des modèles complets dans le cadre de cette thèse. Nous n'en sommes, à l'heure où ce document est rédigé, que dans une phase d'apprentissage et de découverte des possibilités très importantes de ce code de calcul.

Par conséquent, dans cette partie, à travers l'étude de stabilisation de volumes de liquide à surface libre 2D ou 3D dans des géométries simples, nous avons tenté de modéliser et analysé le comportement instationnaire des interfaces liquide/vapeur. Pour mener à bien cette étude, nous nous sommes limités à l'étude de petits canaux de faible diamètre, évidemment en-deçà de la longueur capillaire pour que l'influence de la tension de surface ne soit pas négligeable. Plusieurs études ont pu être menées dans des contextes différents.

Cette étude préliminaire a permis de définir les fonctionnalités du code et les études qu'il est possible de mener. Bien que nous ne soyons que dans une phase préliminaire d'études, les résultats obtenus sont tout de même intéressants sur bien des aspects.

Dans ce chapitre, nous allons expliquer, dans un premier temps et de manière globale, la méthodologie du code de calcul ; nous allons ensuite nous attarder sur la mise en oeuvre et le

fonctionnement de la méthode de Front-Tracking. Enfin, nous allons exposer les simulations qui ont été développées et les résultats qui en découlent. Nous allons aussi, tout au long du chapitre, signaler les difficultés qui ont été rencontrées lors de ces études.

## 5.2 Présentation globale de la méthode mixte de Front-Tracking/VOF

Dans cette section, nous allons présenter le principe général de la méthode mise en place dans Trio U pour suivre les interfaces liquide/vapeur.

La principale caractéristique de la méthode de Front-Tracking est qu'elle utilise deux types de maillages spatiaux :

- un maillage fixe, le maillage eulérien, sur lequel sont résolues les équations du mouvement du fluide dans les deux phases liquide et vapeur,
- un maillage mobile, le maillage lagrangien, qui est lié au déplacement des interfaces liquide/vapeur.

La superposition de ces deux maillages permet une description très précise de la géométrie de l'interface dont l'évolution peut être suivie grâce au déplacement du maillage lagrangien sur le maillage eulérien (figure 5.2).

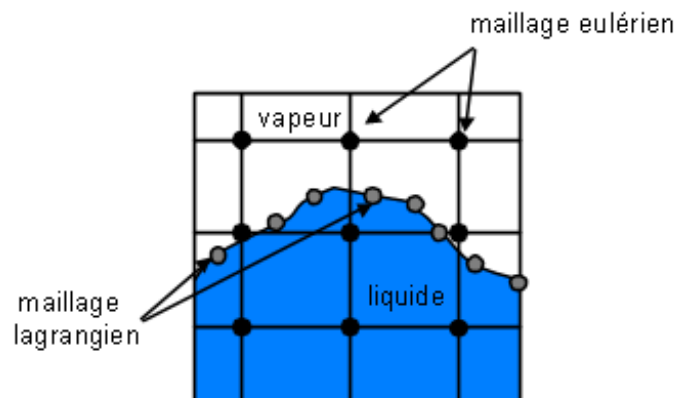


FIG. 5.2 – Maillages lagrangien et eulérien utilisés dans la méthode de Front-Tracking

Cette première section est dédiée à l'explication de la méthode de Front-Tracking. Cependant la méthode de Front-Tracking développée dans Trio U par le CEA, appelée "Front-Tracking Discontinue", est originale car, au-delà d'une méthode classique, elle permet, en outre, de conserver la masse des phases.



### 5.2.1 Discrétisation des équations

La méthode de discrétisation spatiale est basée sur la méthode des volumes finis. Deux types de discrétisations existent selon la géométrie du problème étudié.

Les principales caractéristiques de ces discrétisations, ainsi que la discrétisation temporelle, sont répertoriées ci-dessous.

#### a. Discrétisation VDF

Le maillage VDF (Volume Différences Finies) est un maillage dit structuré en vitesse et en pression. Les inconnues scalaires sont situées au centre des mailles et les vitesses sont normales aux faces comme indiqué sur la figure 5.3.

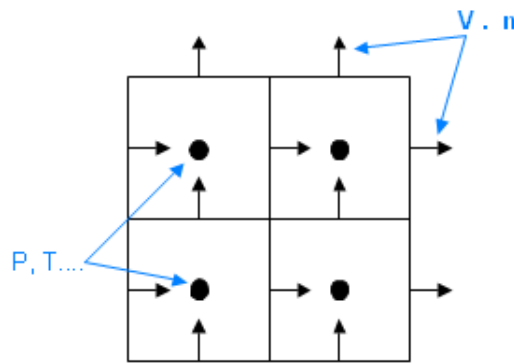


FIG. 5.3 – Discrétisation VDF

#### b. Discrétisation VEF

Le maillage VEF (Volume Eléments Finis) est dit non-structuré : les mailles sont des triangles en 2D ou des tétraèdres en 3D. Les inconnues scalaire et la vitesse sont au centre des faces tandis que la pression est discrétisée au niveau du centre des mailles et aux sommets des éléments.

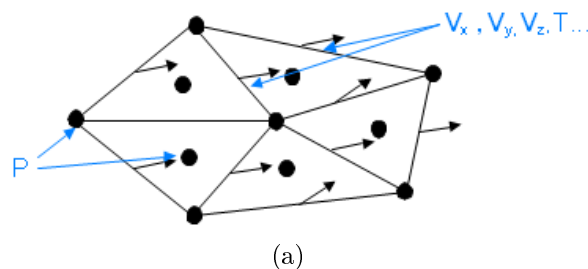


FIG. 5.4 – Discrétisation VEF

### c. Discrétisation temporelle

Plusieurs schémas de discrétisation temporelle existent dans Trio U. Elles peuvent être :

- explicites : Euler explicite d'ordre 1...
- semi-implicites : Euler semi-implicite, Mac-Cormack d'ordre 2...
- implicites : Crank Nicholson d'ordre 2...

Pour nos simulations, nous nous limiterons au schéma Euler explicite d'ordre 1. En effet, ces schémas sont suffisants concernant la stabilité numérique de nos modèles et ils présentent l'avantage de ne pas être coûteux en temps de calcul.

## 5.2.2 Algorithme de résolution - Déplacement des interfaces

### 5.2.2.1 Algorithme de résolution

Pour les écoulements incompressibles, on résout le système d'équations classique suivant constitué par les équations de conservation de la masse (5.1) et de la quantité de mouvement (5.2). Ce système est résolu sur le maillage eulérien fixe pour chacune des phases en présence.

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (5.1)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\nabla P + \mu \nabla^2 \mathbf{v} + \rho \mathbf{g} + \mathbf{f}_\sigma \quad (5.2)$$

avec  $\mathbf{f}_\sigma$ , force de tension de surface qui s'applique au niveau de l'interface liquide/vapeur et qui est déterminée en fonction de la courbure locale.

Dans ces équations, toutes les variables sont à interpréter au sens des distributions de phase et sont telles que, quelle que soit la variable  $\psi$ , on a :

$$\psi = \chi \psi_v + (1 - \chi) \psi_l \quad (5.3)$$

avec  $\chi$ , la fonction indicatrice de phase : pour un point du maillage eulérien situé dans la vapeur,  $\chi = 1$ , sinon  $\chi = 0$ . Son évolution en fonction du temps est dictée par le déplacement de l'interface.

En discrétisant les équations (5.1) et (5.2) en fonction du temps, on obtient selon le schéma d'Euler explicite d'ordre 1, pour le temps noté "n+1" :

$$\nabla \cdot \mathbf{v}^{n+1} = 0 \quad (5.4)$$

$$\frac{\rho^{n+1}\mathbf{v}^{n+1} - \rho^n\mathbf{v}^n}{\Delta t} = -\nabla P^{n+1} + \mathbf{F}^n \quad (5.5)$$

Dans l'équation (5.5), le terme  $\mathbf{F}$  correspond à toutes les forces autres que l'accélération ou la variation de pression (forces d'origine visqueuse, forces volumique dues à la gravité, forces de tension de surface, termes de convection...).

Ces équations sont résolues selon l'algorithme suivant :

1. Déplacement des points de l'interface
2. Détermination des nouvelles propriétés thermophysiques :

$$\rho^{n+1}, \mu^{n+1} \dots = f(\chi^{n+1})$$

3. Etape de prédiction de la vitesse  $\mathbf{v}^*$  :

$$\frac{\rho^{n+1}\mathbf{v}^* - \rho^n\mathbf{v}^n}{\Delta t} = \mathbf{F}^n$$

Notons que, dans le terme  $\mathbf{F}^n$ , interviennent des termes fortement non linéaires dus aux termes de convection. Ils sont alors discrétisés suivant des schémas spécifiques qui permettent de les linéariser. Pour nos simulations, aussi bien VDF que VEF, nous utiliserons uniquement des schémas d'ordre 1, a priori, suffisants pour traiter nos problèmes.

4. On obtient alors une équation de Poisson pour le calcul de la pression :

$$\nabla \cdot \left( \frac{1}{\rho^{n+1}} \nabla P^{n+1} \right) = \frac{\nabla \cdot \mathbf{v}^*}{\Delta t}$$

5. Enfin, on procède à l'étape de correction pour le calcul de la vitesse :

$$\rho^{n+1} \frac{\mathbf{v}^{n+1} - \mathbf{v}^*}{\Delta t} = -\nabla P^{n+1}$$

### 5.2.2.2 Déplacement des interfaces

Comme stipulé précédemment, la description de l'interface est lagrangienne ; son évolution est donc décrite par l'équation suivante :

$$\frac{d\mathbf{x}_s}{dt} = \mathbf{v}^i \quad (5.6)$$

où  $\mathbf{v}^i$  est la vitesse de déplacement de l'interface. Dans le cas où il n'y a pas de transfert au niveau de l'interface, cette vitesse est déterminée de manière simple par :

$$\mathbf{v}^i = \mathbf{v}(\mathbf{x}_s) \quad (5.7)$$

où  $\mathbf{v}(\mathbf{x}_s)$  est la vitesse du fluide à l'interface.

D'un point de vue discret, la vitesse du fluide est connue au niveau des faces du maillage eulérien fixe ; or, ce champ a besoin d'être connu sur le maillage lagrangien. Le champ de vitesse du fluide du maillage eulérien doit donc être interpolé vers le maillage lagrangien :

1. On repère les points de coordonnées  $ijk$  dans le maillage eulérien les plus proches du point  $l$  du maillage lagrangien et on calcule :

$$\phi_l = \sum_{ijk} \omega_{ijk}^l \phi_{ijk}$$

$\phi$  représente les composantes de la vitesse,  $\omega_{ijk}^l$  est le "poids" du point de la grille eulérienne  $ijk$  par rapport à l'élément d'interface  $l$ . Cette fonction s'écrit généralement sous la forme :

$$\omega_{ijk}^l = d(x_p - i\Delta x) d(y_p - j\Delta y) d(z_p - k\Delta z)$$

$(x_p, y_p, z_p)$  désignent, dans le repère eulérien, les coordonnées de la position d'un point de l'interface et  $d$  est une fonction unidimensionnelle qui peut s'exprimer, dans la direction  $\mathbf{x}$  par exemple, par :

$$d(r) = \begin{cases} (\Delta x - |r| / \Delta x) & |r| < \Delta x \\ 0 & |r| \geq \Delta x \end{cases}$$

2. Les points de l'interface sont alors déplacés en utilisant le même schéma en temps que celui utilisé pour l'équation de Navier-Stokes ; pour un schéma d'ordre 1, on a par exemple pour le temps "n+1" :

$$\mathbf{x}_s^{n+1} = \mathbf{x}_s^n + \mathbf{v}^n \Delta t$$

L'algorithme ici n'est pas conservatif : en effet, après déplacement des points de l'interface, rien ne garantit que le volume est conservé. C'est pour cela que dans le code Trio U, un module complémentaire a été rajouté pour compléter la méthode de Front-Tracking : c'est la méthode VOF (Volume Of Fluid) qui permet de corriger le déplacement des points de l'interface afin de satisfaire la conservation du volume des phases en fonction du temps. Cette méthode est expliquée de façon très détaillée dans le mémoire de thèse de B. Mathieu [54].

### 5.2.2.3 Maillage des interfaces :

La gestion du maillage de l'interface lagrangienne dans la méthode de Front-Tracking peut s'avérer complexe : les difficultés peuvent être rencontrées en 2D mais elles sont encore plus grandes en 3D car l'interface n'est plus décrite comme une suite de segments mais comme une juxtaposition de triangles. Sous l'effet de leurs déplacements, ces derniers, initialement d'aires identiques, peuvent s'aplatir et avoir très rapidement des aires différentes. La description géométrique de l'interface s'en trouve alors fortement altérée et une étape de remaillage de l'interface devient obligatoire afin de rendre les triangles aussi réguliers que possible à chaque pas de temps. Pour cela :

- des points sont retirés si les éléments deviennent trop petits,
- des points sont rajoutés si les éléments deviennent trop grands,
- en 2D, on peut tenir compte de la courbure de l'interface en utilisant des interpolations d'ordre élevé pour déterminer la localisation de nouveaux points.

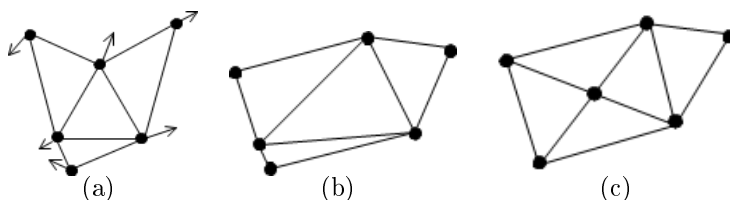


FIG. 5.5 – Exemple de remaillage lagrangien en 3 D : (a) Maillage avant déplacement de l'interface - (b) Maillage après déplacement de l'interface - (c) Remaillage de l'interface.

Cependant, si ces règles sont faciles à édicter, elles le sont beaucoup moins à programmer de manière robuste. De plus, les étapes de remaillage, qui sont indispensables pour mener à bien le calcul, ne garantissent pas la conservation de l'aire de l'interface. Ainsi, on peut avoir une variation de masse de l'une des phases : la mise en place d'une méthode de conservation de volumes (la méthode VOF par exemple) est alors indispensable.

## 5.2.3 Interpolations des quantités à l'interface

### 5.2.3.1 Traitement de la force interfaciale :

Nous avons vu que les équations de conservation de mouvement du fluide sont résolues sur le maillage fixe eulérien. Or, on peut voir qu'en particulier dans l'équation (5.2), des termes spécifiques à l'interface interviennent. Par conséquent, le terme de tension de surface, qui n'existe, par définition, qu'au niveau de l'interface, doit être transporté du maillage lagrangien vers le maillage eulérien afin qu'il puisse être pris en compte dans les équations

bilan du maillage eulérien : il faut donc transformer des grandeurs surfaciques (liées au maillage lagrangien) en grandeurs volumiques équivalentes (liées au maillage eulérien). On propose une discrétisation de ces forces interfaciales conformément à ce qu'a expliqué B. Mathieu [54] dans sa thèse : dans les méthodes fondées sur un maillage eulérien, l'expression des forces interfaciales s'obtient par un bilan de force sur un volume de contrôle. L'interface  $\Gamma$  exerce une force linéique  $\sigma$  dirigée dans la direction du vecteur  $\mathbf{t}'$  sur le volume de contrôle  $\Omega$  (cf. figure 5.6), où :

- le vecteur  $\mathbf{n}$  est la normale sortante au bord du volume  $\Omega$ ,
- le vecteur  $\mathbf{n}_i$  est la normale unitaire à l'interface,
- le vecteur  $\mathbf{t}$  est un vecteur unitaire défini par  $\mathbf{t} = \mathbf{n}_i \times \mathbf{n} / |\mathbf{n}_i \times \mathbf{n}|$ ,
- et  $\mathbf{t}' = \mathbf{t} \times \mathbf{n}_i$ .

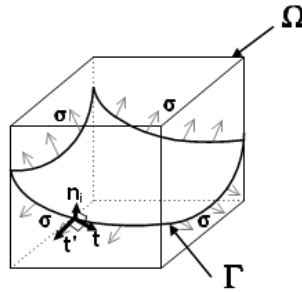


FIG. 5.6 – Schéma permettant d'expliquer la discrétisation de la force interfaciale

La force totale exercée par l'interface sur le volume de contrôle, dans le maillage eulérien, s'écrit comme une intégrale linéique sur le bord de l'interface  $\partial\Omega \cap \Gamma$  :

$$\mathbf{f}_\sigma = \frac{1}{V_\Omega} \int_{\partial\Omega \cap \Gamma} \sigma(\mathbf{x}) \mathbf{t}' dl \quad (5.8)$$

où  $V_\Omega$  représente le volume du domaine  $\Omega$  la tension de surface  $\sigma$  peut éventuellement varier le long du contour en fonction de la température de l'interface. Cette expression permet d'exprimer les forces interfaciales sous la forme d'une force de volume, de sorte qu'elle apparaissent comme second membre dans les équations de Navier-Stokes (cf. équation (5.2)).

On peut transformer l'équation (5.8) en utilisant une approximation à l'ordre 2 de la géométrie de l'interface. A partir d'un point de l'interface, on évalue la normale  $\mathbf{n}_i$  à l'interface et les courbures principales  $\kappa_1$  et  $\kappa_2$  (cf. figure 5.7) relativement à  $\mathbf{n}_i$ . On peut montrer qu'au premier ordre par rapport à la longueur caractéristique du volume  $V_\Omega$ , on obtient :

$$\mathbf{f}_\sigma = \frac{\text{surface}(\Omega \cap \Gamma)}{V_\Omega} (\sigma(\kappa_1 + \kappa_2) \mathbf{n}_i + \nabla_s \sigma) \quad (5.9)$$

où  $\nabla_s \sigma$  désigne le gradient de  $\sigma$  le long de la surface de l'interface.

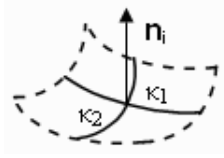


FIG. 5.7 – Courbures principales de l'interface

### 5.2.3.2 Mise à jour des propriétés du fluide :

Comme on l'a vu, dans la méthode de Front-Tracking, ce sont les points de l'interface qui se déplacent. Une fois la position de l'interface connue, les propriétés du fluide de part et d'autre de l'interface doivent être déterminées ainsi que les mailles traversées par l'interface.

La méthode la plus simple pour y parvenir consiste à calculer, pour chaque élément du maillage eulérien, la plus petite distance signée à l'interface en parcourant tous ses éléments, ce qui permet de savoir de quel côté de l'interface l'élément eulérien se situe. Par conséquent, on peut déterminer la valeur de la fonction indicatrice de phase  $\chi$  au niveau de chaque point du maillage. Cette méthode ne fonctionne pas lorsque deux interfaces sont proches l'une de l'autre. Dans ce cas là, d'autres méthodes, plus élaborées et que nous n'expliquerons pas ici, peuvent être mises en oeuvre.

### 5.2.4 Cas particulier du déplacement des lignes de contact

La figure 5.8 représente le déplacement de la ligne de contact à partir de sa position d'équilibre.

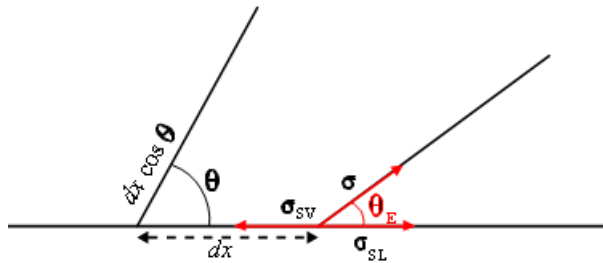


FIG. 5.8 – Déplacement de la ligne de contact

On peut calculer la variation d'énergie de paroi lors de ce déplacement :

$$\delta E = Ldx (\sigma_{sv} - \sigma_{sl}) - Ldx \sigma \cos \theta \quad (5.10)$$

avec  $\theta$  l'angle de contact lors du déplacement.

D'après la relation (2.3), on a à l'équilibre :

$$\sigma \cos \theta_E = \sigma_{sv} - \sigma_{sl} \quad (5.11)$$

avec  $\theta_E$  l'angle d'accrochage lorsque la ligne de contact est à l'équilibre.

Finalement, on obtient alors :

$$\delta E = \sigma L dx (\cos \theta_E - \cos \theta) \quad (5.12)$$

Dans le code de calcul, nous imposons la valeur de l'angle d'accrochage macroscopique  $\theta_E$ . Le déplacement de la ligne de contact est alors dictée par la minimisation de cette expression.

### 5.3 Quelques résultats de nos simulations numériques

Dans cette section sont présentées les simulations numériques qui ont été menées dans le cadre de cette thèse. Elles correspondent à des problèmes d'écoulements diphasiques simples qui présentent la solution stationnaire que nous connaissons. Premièrement, ces simulations permettent de comprendre et de mieux appréhender le comportement de l'interface liquide/vapeur en régime transitoire ; de plus, ces modèles constituent une étape indispensable car elle permet de mieux cerner les problématiques sur lesquelles il faudra s'attarder ultérieurement lors du développement d'un modèle complet de caloduc. Nous nous concentrons ici principalement sur la visualisation de la position du ménisque et sur son évolution dans le temps pour des situations où il n'y a pas de transfert de chaleur.

Nous avons mené quatre types de modélisations correspondant à des problèmes distincts.

Pour chaque problème, nous allons expliquer la situation que nous avons voulu modéliser puis exposer nos résultats et enfin, nous allons les comparer, quand cela est possible, avec les solutions connues. Nous allons aussi montrer les difficultés que nous avons rencontrées et que nous n'avons pas encore toutes dépassées.

Dans l'ensemble des simulations présentées, nous sommes en présence d'eau et d'air à température ambiante.

Pour finir, nous devons stipuler que, dans l'ensemble de ce chapitre, à la différence de la notation du chapitre 3, l'angle  $\theta_E$  fait référence à un angle d'accrochage macroscopique du ménisque à la paroi.



### 5.3.1 Canal 2D

La première étape de calcul a été de considérer l'équilibre d'un ménisque formé entre deux plaques planes parallèles entre lesquelles on place de l'eau (figure 5.9). Les plaques sont supposées infiniment profondes de telle sorte que l'on peut considérer le problème seulement en géométrie 2D. Au dessus de l'eau, se trouve de l'air. Le tube est ouvert en haut et en bas ; on impose une pression  $P_0$  à ces deux extrémités. La vitesse du fluide est imposée à une valeur nulle au niveau des deux parois latérales.

On fixe une hauteur initiale d'eau dans le canal ainsi que les angles d'accrochage du ménisque à la paroi (cf. figure 5.10<sup>1</sup>); on attend que le ménisque se stabilise à la bonne hauteur liée à l'équilibre mécanique qui se crée entre les forces de tension de surface et les forces de gravitation.

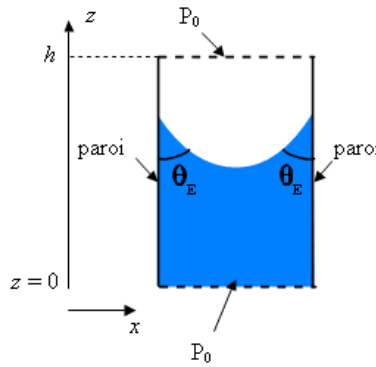


FIG. 5.9 – Présentation du problème du canal 2D et conditions limites utilisées (schéma pas à l'échelle)

Au niveau de l'interface, à l'équilibre, on a :

$$P_v(h_{int}) - P_l(h_{int}) = \sigma \kappa \quad (5.13)$$

avec  $h_{int}$  la hauteur de l'interface et  $\kappa$  la courbure du ménisque dans le plan considéré.

Or, si l'on considère la variation de pression dans la vapeur, due à la gravité, entre  $z = h$  et  $z = h_{int}$ , on obtient, en régime stationnaire :

$$P_v(h_{int}) = P_0 + \rho_v g (h - h_{int}) \quad (5.14)$$

<sup>1</sup>On notera que l'initialisation du calcul se fait, quel que soit l'angle d'accrochage  $\theta_E$ , avec une position horizontale du ménisque

De même dans le liquide, si l'on considère la variation de pression entre  $z = 0$  et  $z = h_{int}$ , on obtient :

$$P_l(h_{int}) = P_0 - \rho_l g h_{int} \quad (5.15)$$

Si l'on combine les équations (5.13), (5.14) et (5.15), on obtient alors l'égalité suivante qui donne la position d'équilibre du ménisque :

$$h_{int} = \frac{\sigma \kappa - \rho_v g h}{g(\rho_l - \rho_v)} \quad (5.16)$$

Pour différents angles d'accrochage, en considérant un tube de 1 mm de large et de 15 mm de hauteur, nous avons cherché à vérifier cette loi numériquement. Le maillage utilisé est un maillage VDF ; il comporte  $N_x = 14$  noeuds selon l'axe  $x$  et  $N_z = 190$  noeuds selon l'axe  $z$ . A noter, que pour les propriétés de l'eau utilisées, la longueur capillaire  $\kappa_c^{-1}$ <sup>2</sup> vaut :

$$\kappa_c^{-1} = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho_l g}} \approx 2,7 \text{ mm} \quad (5.17)$$

avec  $\sigma(293 \text{ K}) = 0,07 \text{ N/m}$  et  $\rho_l(293 \text{ K}) = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$ . Ici on néglige la masse volumique de l'air car, à 20 °C,  $\rho_v = 1,2 \text{ kg.m}^{-3} \ll \rho_l$ .

La demi-épaisseur de notre tube (0,5 mm) est donc effectivement plus petite que la longueur capillaire.

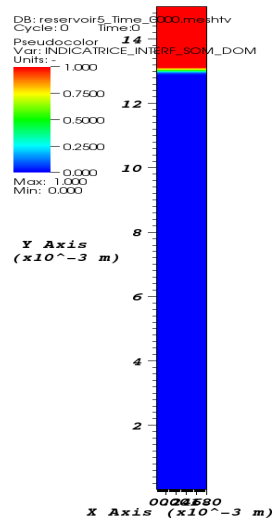


FIG. 5.10 – Situation initiale pour  $\theta_E = 20^\circ$

<sup>2</sup>Dans ce chapitre la longueur capillaire est notée  $\kappa_c^{-1}$  pour éviter toute confusion avec la courbure du ménisque notée  $\kappa$

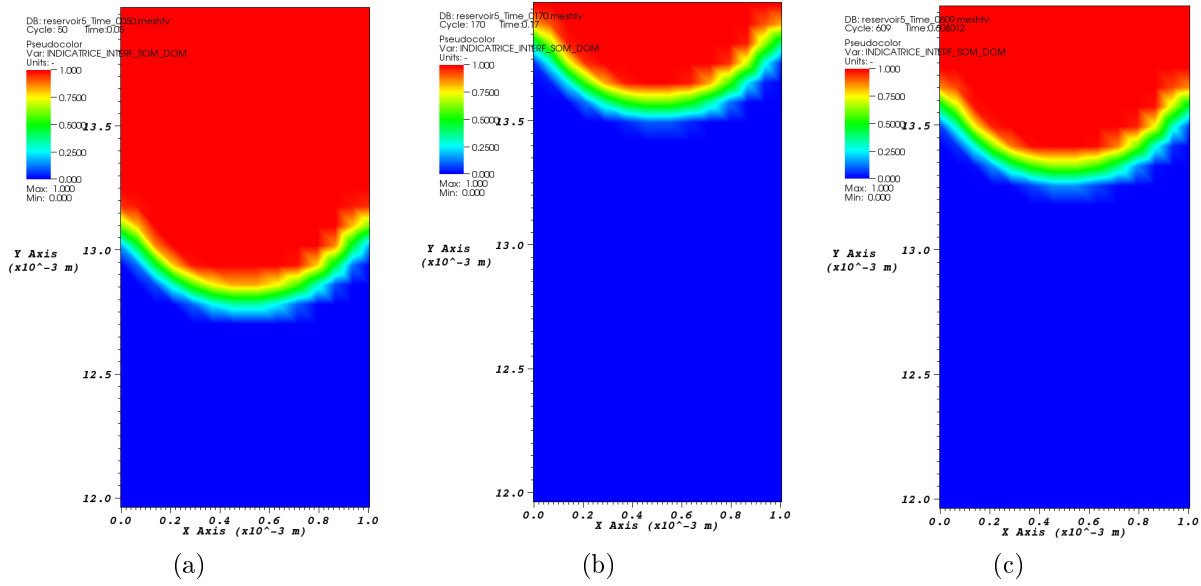


FIG. 5.11 – Evolution de la position du ménisque en fonction du temps pour  $\theta_E = 20^\circ$  : (a)  $t = 0,05$  s - (b)  $t = 0,17$  s - (c)  $t = 0,61$  s.

Les figures 5.11-(a)-(b)-(c) donnent l'évolution du ménisque en fonction du temps : il oscille autour de la position d'équilibre jusqu'à l'obtenir à partir d'environ  $t = 0,61$  s. On peut alors vérifier la correspondance entre la position des points de l'interface et la loi (5.16). La courbure est donnée en chaque point de l'interface par le code (cf. figure 5.12). L'utilisation de la loi (5.16) permet d'en déduire une hauteur associée de l'interface  $h_{int-calc}$  qui est comparée, en chaque point, à celle effective du calcul  $h_{int-TrioU}$ .

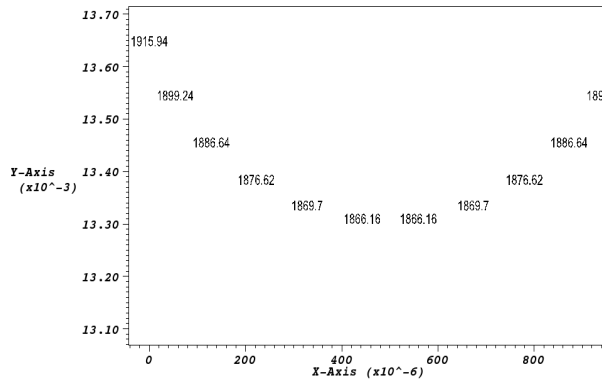


FIG. 5.12 – Valeurs de la courbure fournie par Trio U en fonction de la position de l'interface

En figure 5.13 sont comparées les hauteurs  $h_{int-TrioU}$  et  $h_{int-calc}$  en chaque point de l'interface sur la moitié du domaine, les résultats étant symétriques, Cette comparaison est présentée pour deux angles d'accrochage imposés différents  $\theta_E = 20^\circ$  et  $\theta_E = 30^\circ$ . On y constate l'adéquation entre courbure et hauteur calculées avec la relation (5.16).

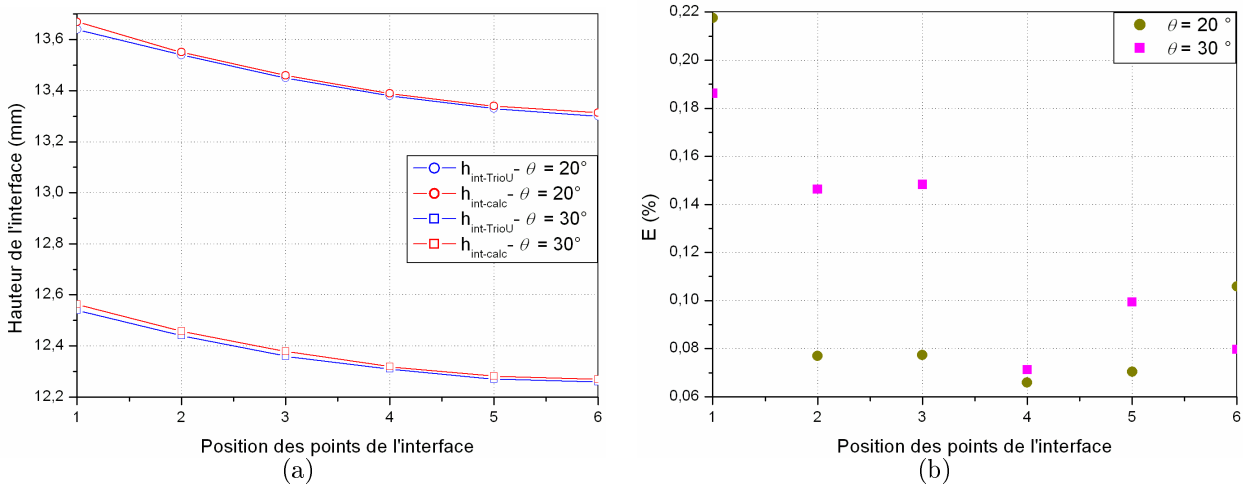


FIG. 5.13 – Evolution des hauteurs des points de l'interface en fonction de leur position pour  $\theta_E = 20^\circ$  et  $\theta_E = 30^\circ$  : (a) Comparaison de  $h_{int-TrioU}$  et  $h_{int-calc}$  - (b) Evolution des écarts relatifs  $h_{int-TrioU}$  et  $h_{int-calc}$ .

Ces calculs ont été étendus à des angles d'accrochage variant entre  $10^\circ$  et  $40^\circ$  et les résultats restent satisfaisants dans tous les cas, en ayant raffiné le maillage le cas échéant. Les valeurs de l'angle d'accrochage ont été choisies dans un intervalle assez large car pour un fluide donné, ici l'eau, la valeur de cet angle peut varier de façon très conséquente selon la nature du matériau constituant la paroi et son état de surface.

Cette première prise en main est considérée achevée.

### 5.3.2 Tube

Dans cette section, nous considérons un tube cylindrique de 5 mm de hauteur et de 1 mm de diamètre. Le problème étudié est le même que celui traité dans la section précédente mais cette fois en 3D (cf. figure 5.14).

Dans cette seconde simulation d'appropriation de l'outil, nous avons réduit la hauteur du tube à 5 mm pour limiter le temps de calcul et ajusté la tension superficielle  $\sigma$  à  $0,01 \text{ N.m}^{-1}$  pour malgré tout obtenir une position de l'interface à l'équilibre dans le domaine de calcul. Le maillage utilisé est ici destructuré VEF (cf. figure 5.15) : ce type de maillage a été préféré au maillage VDF car il permet de mailler plus facilement notre géométrie cylindrique.

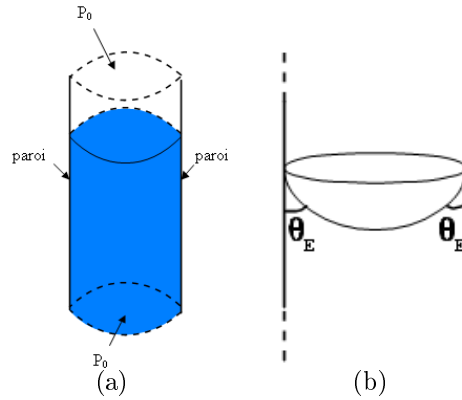


FIG. 5.14 – Présentation du problème Tube 3D : (a) Conditions limites utilisées - (b) Allure du ménisque dans le tube

Notons que la longueur capillaire  $\kappa_c^{-1}$  vaut ici environ 1 mm. Par conséquent, le rayon de notre tube est bien inférieur à la longueur capillaire.

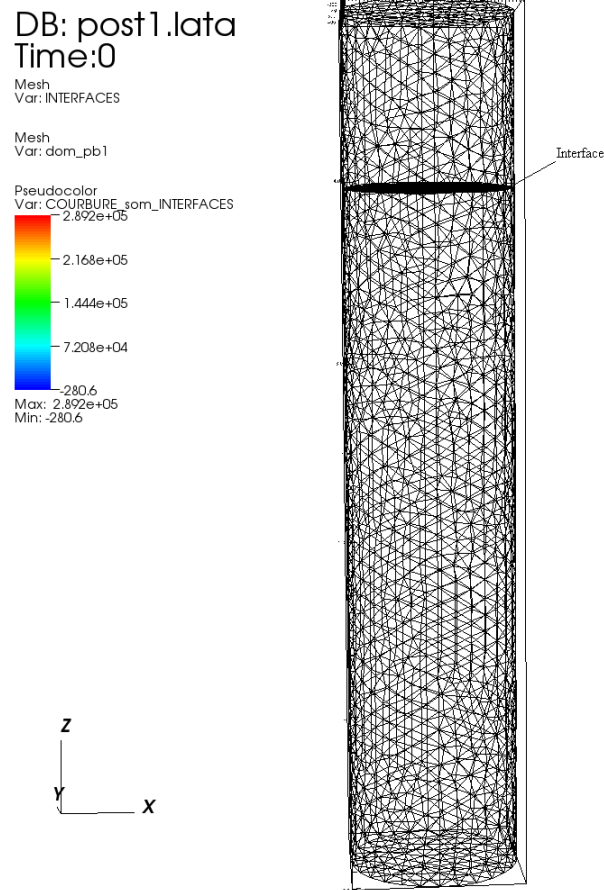


FIG. 5.15 – Position initiale du ménisque dans le tube 3D et maillage destructuré VEF pour  $\theta_E = 20^\circ$

L'évolution de la position et de la forme du ménisque en fonction du temps, pour deux angles d'accrochage différents -  $\theta_E = 20^\circ$  et  $\theta_E = 30^\circ$  - est représentée sur les figures 5.16-(a-f).

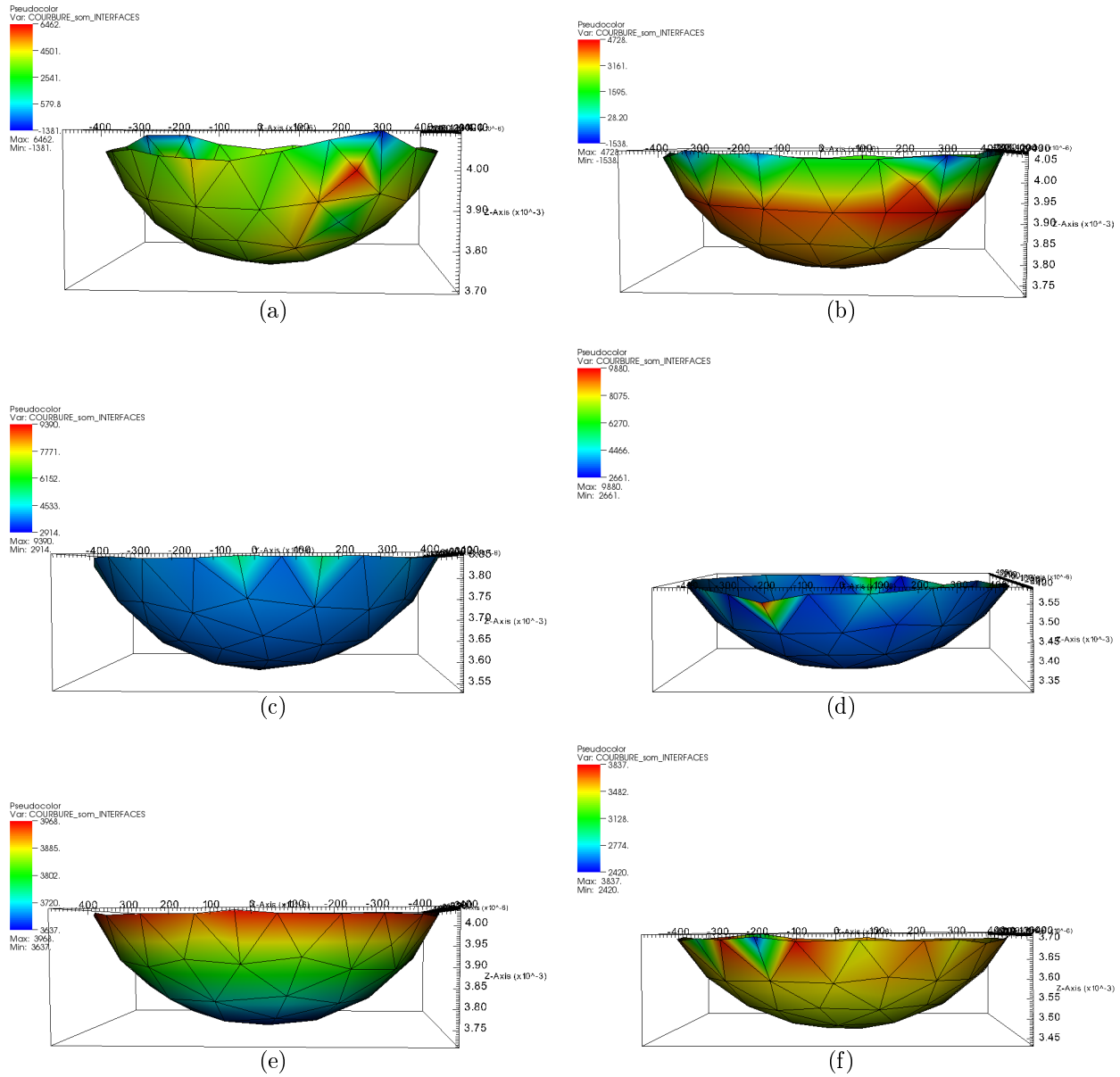


FIG. 5.16 – Evolution de la position du ménisque en fonction du temps : (a)  $\theta_E = 20^\circ$ ,  $t = 0,0105$  s - (c)  $\theta_E = 20^\circ$ ,  $t = 0,044$  s - (e)  $\theta_E = 20^\circ$ ,  $t = 0,752$  s - (b)  $\theta_E = 30^\circ$ ,  $t = 0,0075$  s - (d)  $\theta_E = 30^\circ$ ,  $t = 0,098$  s - (f)  $\theta_E = 30^\circ$ ,  $t = 0,241$  s. Sur ces figures, les graduations selon l'axe vertical ne sont pas constantes car elles suivent les variations de hauteur du ménisque (temps CPU  $\approx 1$  mois).

Là encore, lors de la résolution, le ménisque oscille autour de la position d'équilibre avant de l'atteindre

La figure 5.17 représente l'évolution de la courbure au niveau du ménisque pour  $\theta_E = 20^\circ$

et  $\theta_E = 30^\circ$  en fin de simulation ; on peut voir que l'interface est lisse dans le cas  $\theta_E = 20^\circ$  contrairement au cas  $\theta_E = 30^\circ$  où des défauts locaux sont visibles notamment au niveau de la zone d'accrochage.

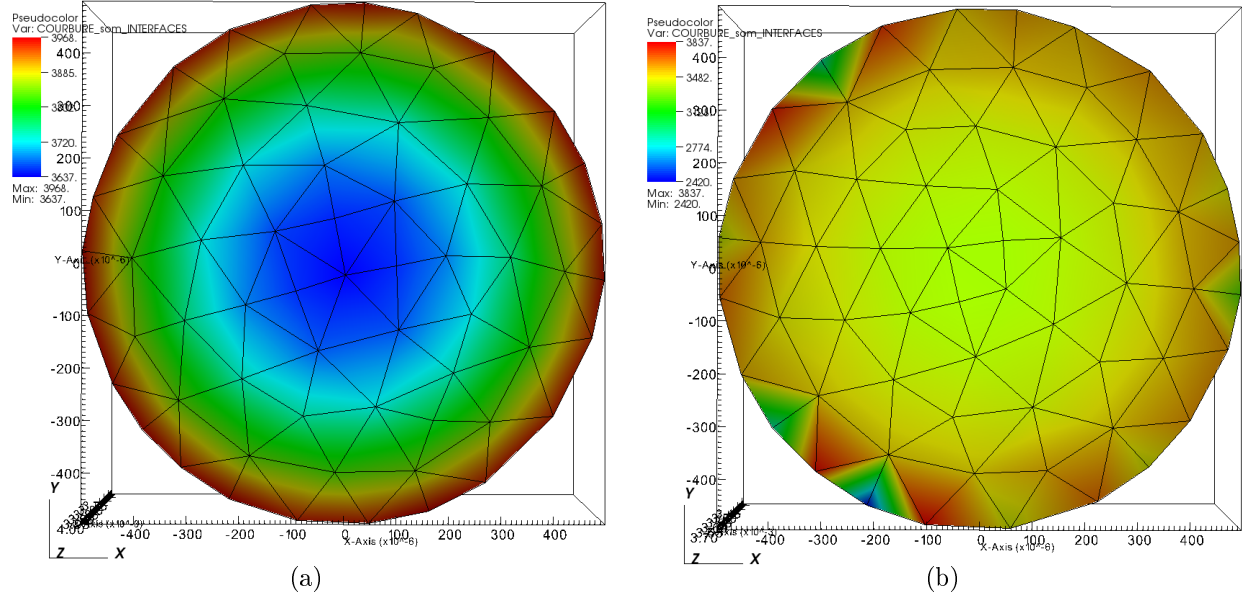
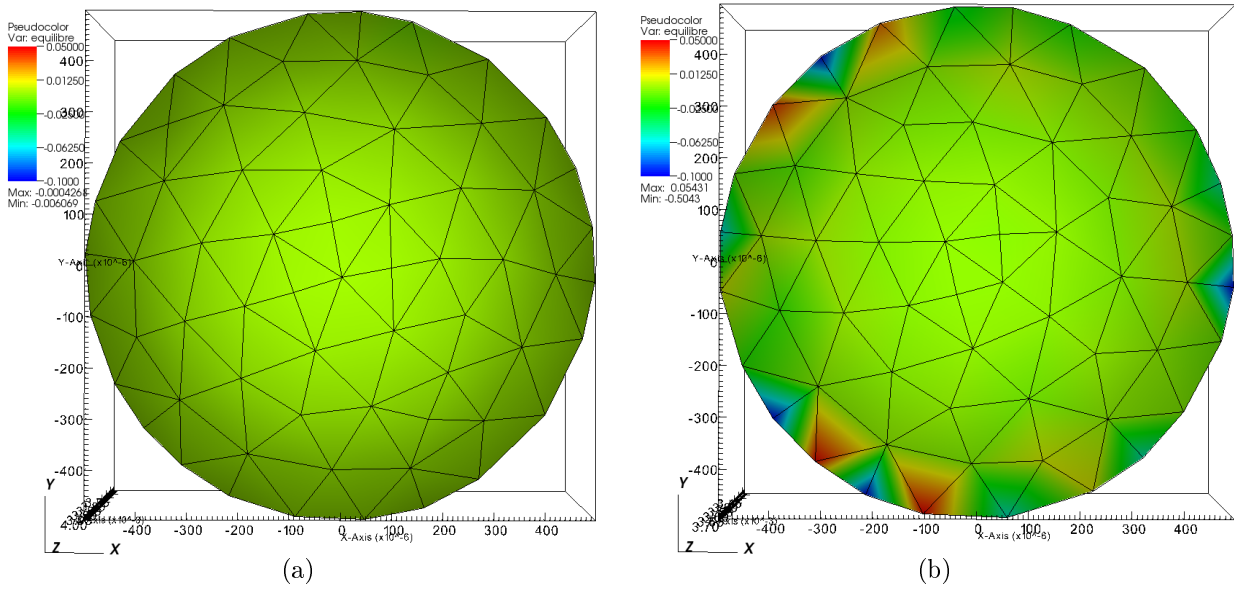


FIG. 5.17 – Etat de la courbure en fin de simulation : (a)  $\theta_E = 20^\circ$  et (b)  $\theta_E = 30^\circ$

Vérifions maintenant la qualité de l'équilibre mécanique obtenu. Comme il n'est pas facile de visualiser en 3D la courbure en chaque point de l'interface en fonction de sa hauteur, nous avons choisi de tracer une fonction d' "équilibre relatif" qui compare, au niveau de l'interface, les effets de la tension de surface et de la gravité. Cette fonction est définie par :

$$equilibre\ relatif = \frac{(\sigma\kappa - \rho_v gh) - g(\rho_l - \rho_v)h_{int}}{\sigma\kappa} \quad (5.18)$$

Lorsqu'il y a équilibre entre tension de surface et gravité, cette fonction est nulle. Cette dernière est tracée, une fois la solution du problème convergée, pour  $\theta_E = 20^\circ$  et  $\theta_E = 30^\circ$  sur les figures 5.18-(a) et (b).


 FIG. 5.18 – Comparaison des “équilibres relatifs” en fin de simulation : (a)  $\theta_E = 20^\circ$  et (b)  $\theta_E = 30^\circ$ 

La figure 5.18-(a) permet de montrer que la fonction précédente est comprise entre - 0,6 % et 0,04 % pour  $\theta_E = 20^\circ$ . Par contre, on retrouve en figure 5.17-(b), la trace du léger défaut déjà évoqué et constaté en figure 5.17-(b) pour  $\theta_E = 30^\circ$ , défaut principalement localisé au voisinage de l'accrochage. Dans le code, les défauts évoqués concernant la courbure peuvent s'expliquer par un pas de temps de résolution trop élevé bien que déjà faible. Un maillage plus fin serait sans doute souhaitable mais les calculs étant assez longs (temps CPU  $\approx$  1 mois, processeur : Dual Core Opteron, 2210 MHz), nous n'avons pas plus affiné cette évaluation. Cependant, en dehors de la zone d'accrochage, l'équilibre est respecté (la fonction “équilibre relatif” est comprise entre -10% et 1%) et le ménisque est situé à une hauteur convenable. En effet, la hauteur “moyenne”  $\tilde{h}_{int}$  du ménisque à l'équilibre peut-être évaluée par sa courbure moyenne  $\tilde{\kappa}$  en utilisant l'angle  $\theta_E$  imposé comme condition limite au calcul. Cette courbure moyenne est donnée par :

$$\tilde{\kappa}_c = \frac{2\cos\theta_E}{d/2} \quad (5.19)$$

avec  $d = 1$  mm, le diamètre du tube.

On obtient alors la hauteur  $\tilde{h}_{int}$  par la relation :

$$\tilde{h}_{int} = \frac{\sigma\tilde{\kappa} - \rho_v g h}{g(\rho_l - \rho_v)} \quad (5.20)$$



Pour  $\theta_E = 20^\circ$  et  $\theta_E = 30^\circ$ , on obtient respectivement  $\tilde{h}_{int}(\theta_E = 20^\circ) = 3,83$  mm et  $\tilde{h}_{int}(\theta_E = 30^\circ) = 3,53$  mm. Ces valeurs sont en accord précis avec la position du ménisque sur les figures 5.16-(e) et (f).

Cette deuxième phase d'appropriation de l'outil nous paraît satisfaisante.

### 5.3.3 Rainures 3 D

Dans cette section, nous considérons une petite rainure dans laquelle on dépose une quantité d'eau donnée. Cette fois, on ferme la rainure en bas- elle reste ouverte en haut - et on impose les angles de contact du ménisque avec les parois latérales et les parois d'extrémités. On attend alors que l'interface prenne une forme satisfaisant l'équilibre mécanique. Ce type de problème est donc une étape de plus dans nos modélisations afin d'arriver progressivement à la modélisation complète d'une rainure de caloduc.

Afin de limiter le temps de calcul, nous avons travaillé sur une petite géométrie ; les dimensions de la rainure étudiée sont les suivantes : 1 mm de largeur, 2 mm de hauteur et 3 mm de longueur. Etant donnée la géométrie, le maillage utilisé est un maillage VDF.

Nous distinguons deux modélisations différentes :

- une première modélisation que l'on a nommée "Rainure 3 D - "1 angle"" dans laquelle nous avons imposé un angle de contact différent de  $90^\circ$  entre l'interface liquide/vapeur et les parois latérales de la rainure, l'angle entre l'interface et les parois d'extrémités de la rainure restant égal à  $90^\circ$ ,
- une deuxième modélisation appelée "Rainure 3 D - "2 angles"" dans laquelle les deux angles sus-nommés sont tous les deux différents de  $90^\circ$ .

#### 5.3.3.1 Rainure 3 D - "1 angle"

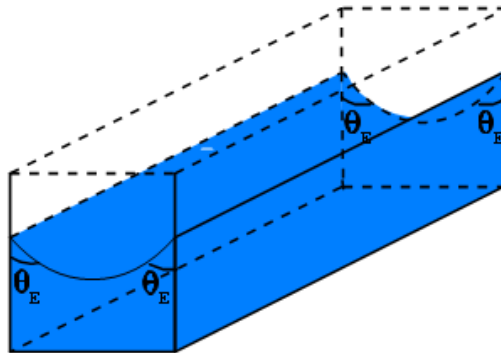


FIG. 5.19 – Présentation du problème Rainure 3D "1 angle"

Toutes les faces du pavé sont à vitesse nulle sauf la face supérieure ouverte où l'on impose la pression  $P_0$ .

Comme dans les cas précédents, plusieurs modélisations ont été menées, différant par maillage spatial et/ou la valeur du pas de temps limite. Un bon compromis a été trouvé avec un maillage :  $N_x = 31$  noeuds dans le sens de l'épaisseur,  $N_y = 61$  noeuds dans le sens de la hauteur et  $N_z = 91$  noeuds dans le sens de la longueur. Les résultats obtenus pour un angle  $\theta_E = 30^\circ$  sont regroupés sur les figures 5.20 et 5.21.

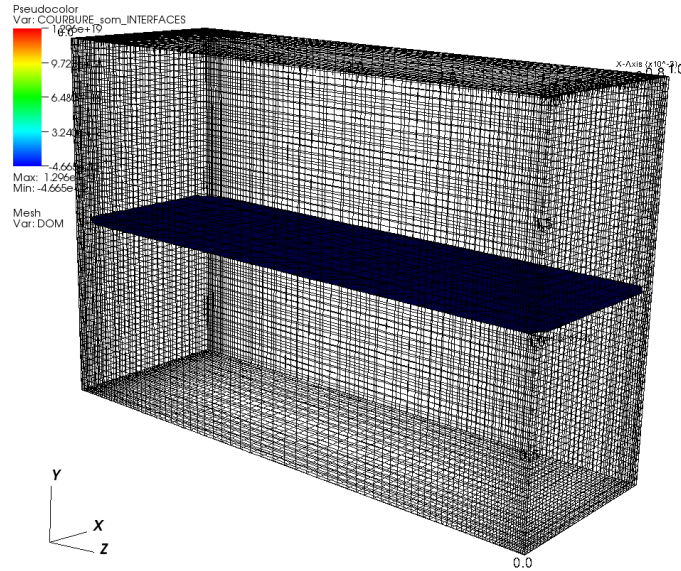


FIG. 5.20 – Position initiale du ménisque dans la rainure “1 angle” et maillage destructuré VDF ( $\theta_E = 30^\circ$ )

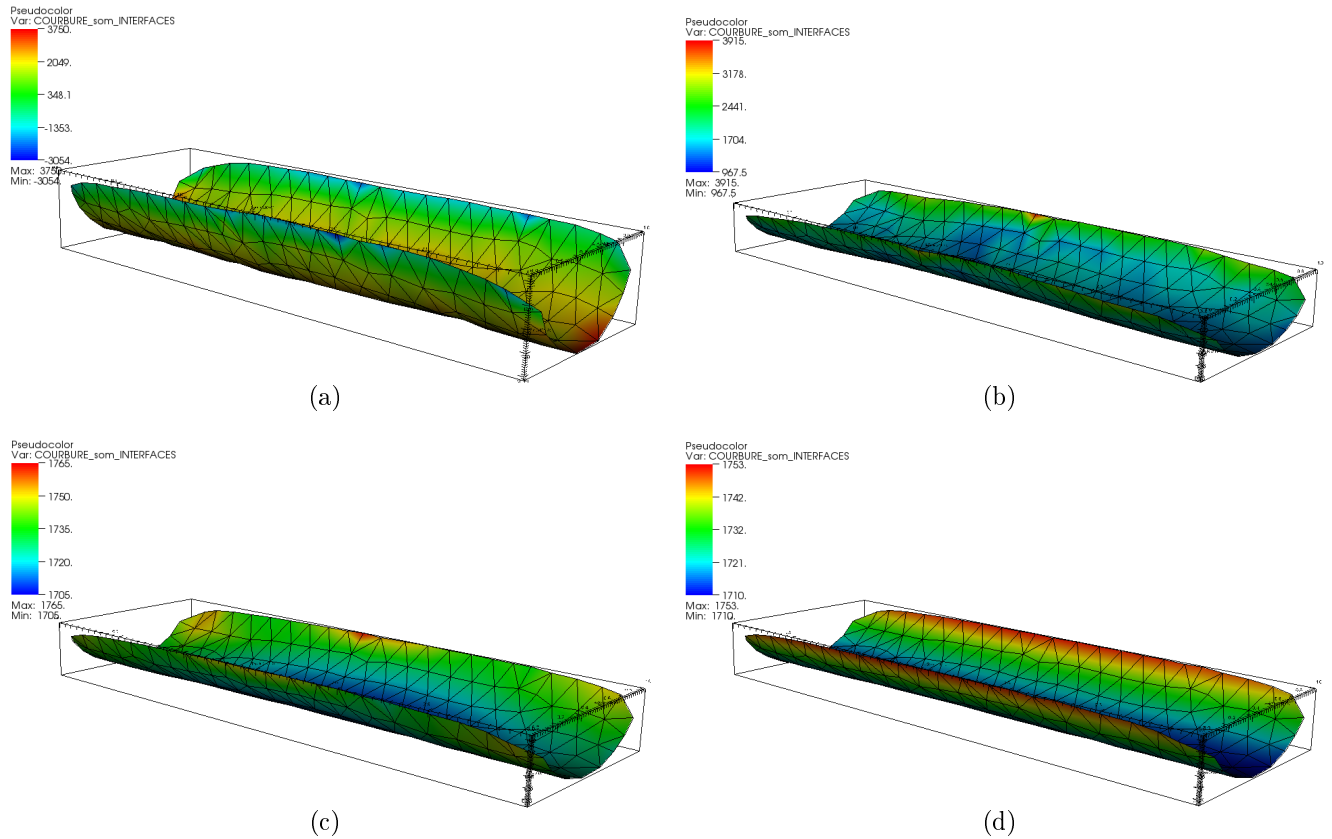


FIG. 5.21 – Evolution de la position du ménisque en fonction du temps pour  $\theta_E = 30^\circ$  : (a)  $t = 0,0015$  s - (b)  $t = 0,003$  s - (c)  $t = 0,012$  s - (d)  $t = 0,046$  s (temps CPU  $\approx 4$  jours)

On peut constater sur la figure précédente que l'interface se stabilise à une position d'équilibre respectant le volume des deux phases et la valeur de l'angle d'accrochage  $\theta_E$ , la valeur de la courbure variant légèrement le long de l'interface : le ménisque est "régulier". L'angle de contact entre l'interface et les extrémités est bien retrouvé égal à  $90^\circ$  sauf au raccord entre paroi extrême et latérale qui présente une singularité quant à la gestion de l'angle imposé (cf. figure 5.21-(d)). De plus, on peut aussi visualiser les contours de l'interface au niveau des parois (cf. figure 5.22).

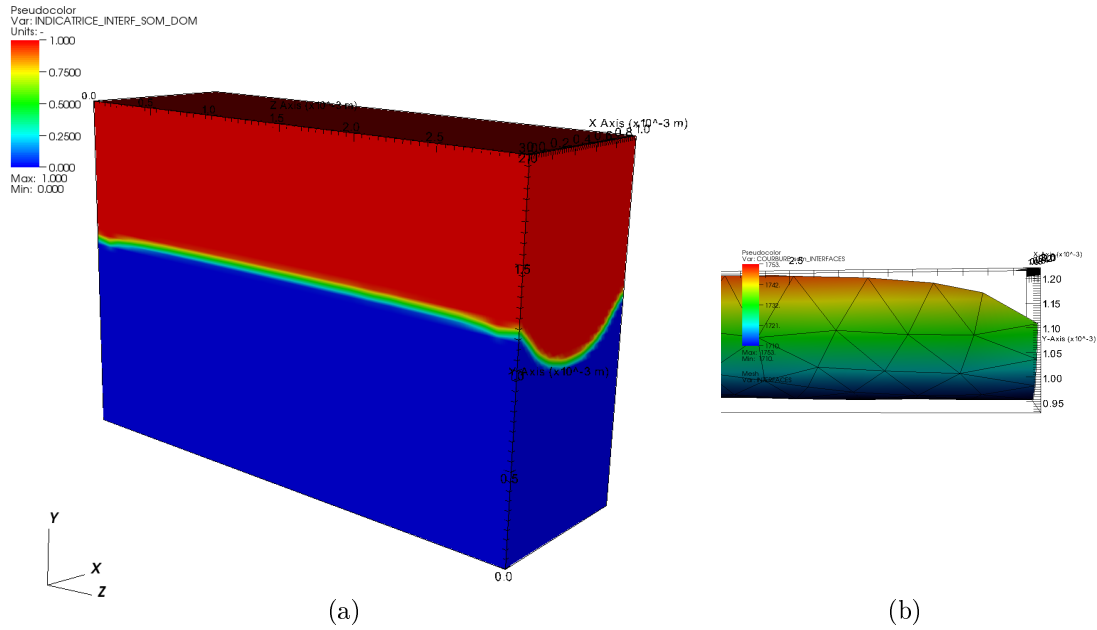


FIG. 5.22 – (a) Visualisation des contours de l’interface au niveau des parois de la rainure “1 angle” ( $\theta_E = 30^\circ$ ,  $t = 0,046$  s) - (b) Zoom sur le coin de la rainure

Sur la figure 5.22-(b), on constate l’effet lié à ce “raccord” entre les deux parois. Le maillage local est sans doute responsable de ce défaut. La gestion du déplacement de la ligne de contact est délicate au voisinage du coin du domaine maillé. Une solution serait probablement d’affiner le maillage au niveau des coins sans tomber dans un excès de discrétisation local.

Cependant, les résultats obtenus semblent tout de même acceptables : les volumes des deux phases sont conservés, l’angle  $\theta_E$  imposé est respecté et on peut voir que la variation de hauteur entre les points “haut” et les points “bas” de la ligne de contact n’excède pas 0,05 mm.

5.3.3.2 Rainure 3 D - “2 angles”

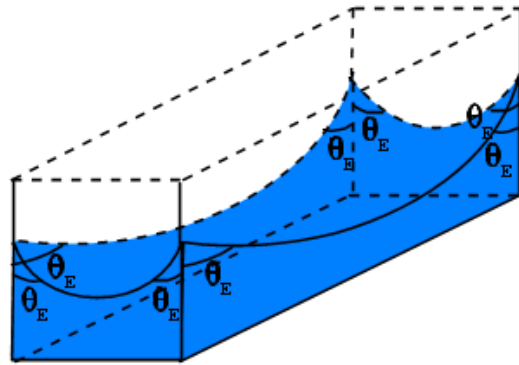


FIG. 5.23 – Présentation du problème Rainure 3D “2 angles”

La condition d'angle accrochage aux parois d'extrémités est modifiée à  $\theta_E \neq 90^\circ$ . L'ensemble des autres conditions limites est conservé.

Le maillage spatial utilisé est le même que précédemment tandis que le pas de temps limites a été diminué afin d'obtenir une convergence satisfaisante et une précision suffisante. On fixe  $\theta_E = 30^\circ$ .

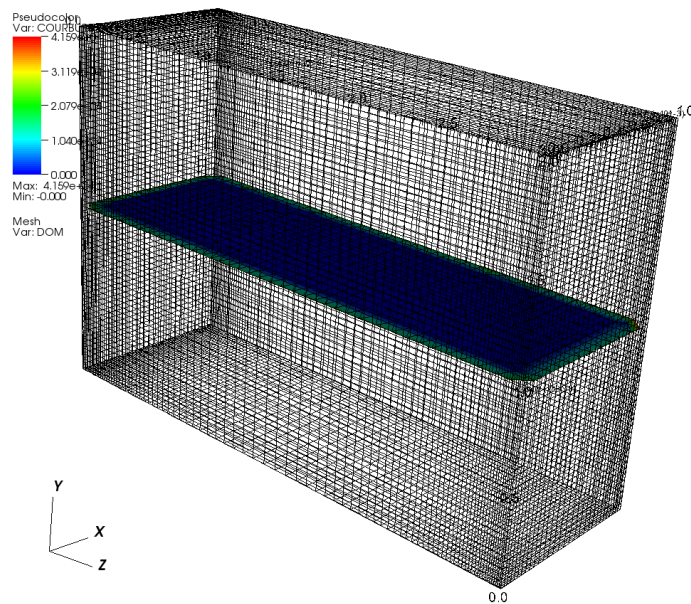


FIG. 5.24 – Position initiale du ménisque dans la rainure “2 angles” et maillage structuré VDF

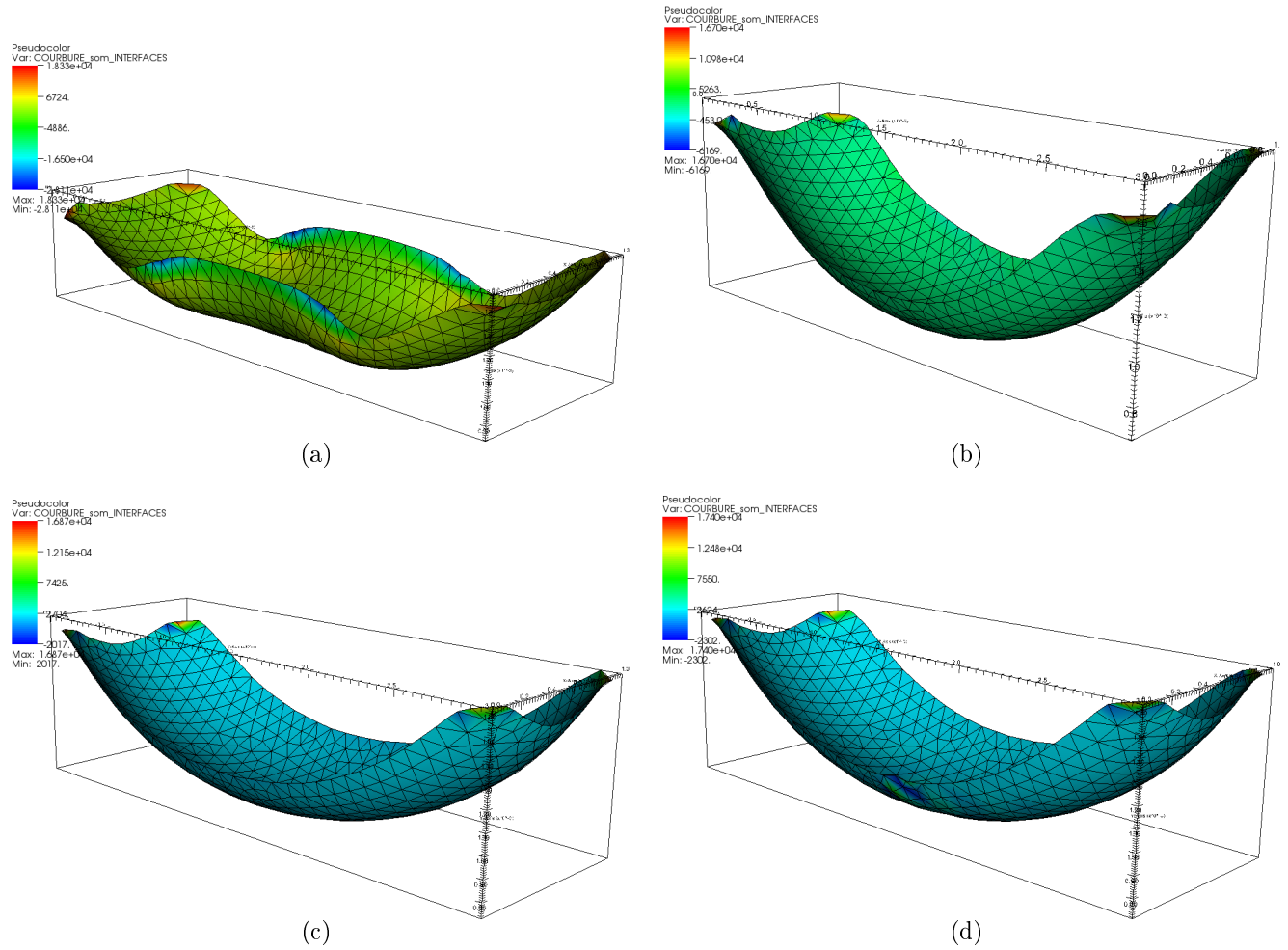


FIG. 5.25 – Evolution de la position du ménisque en fonction du temps pour  $\theta_E = 30^\circ$  : (a)  $t = 0,002$  s - (b)  $t = 0,0055$  s - (c)  $t = 0,013$  s - (d)  $t = 0,0405$  s (temps CPU  $\approx 15$  jours)

Nous pouvons voir, sur la figure 5.25, les oscillations de l'interface avant sa stabilisation vers une position d'équilibre (figure 5.25-(d)). Le volume des phases est conservé mais nous avons rencontré des difficultés pour obtenir des résultats convenables. En effet, la solution obtenue n'est "pas parfaite" : la courbure présente quelques irrégularités (figure 5.25-(d)) plus particulièrement au niveau des "coins" de la géométrie. De plus, contrairement à ce qui se passe dans le cas de la rainure "1 angle", nous observons que le ménisque n'est pas "symétrique", ce qui ne semble pas normal. Ceci est particulièrement visible sur la figure 5.26, notamment au niveau de la face "arrière".

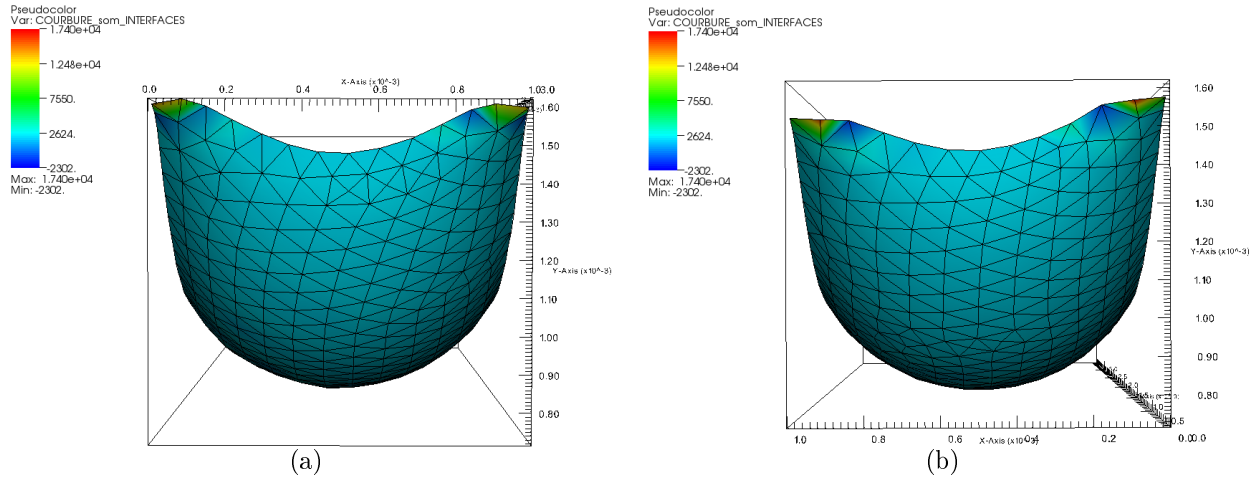


FIG. 5.26 – Visualisation du ménisque sur les faces (a) “avant” et (b) “arrière” de la rainure

Malheureusement, en l'état, nous n'avons pas réussi à avoir une meilleure solution que celle exposée ici ; nous avons notamment travaillé sur le raffinement du maillage de l'interface et nous avons diminué le pas de temps de stabilité. Nous avons essayé des modélisations avec d'autres angles d'accrochage mais les résultats n'ont guère été plus concluants. Les différentes études menées permettent de penser qu'un raffinement du maillage VDF contribuerait à progresser. Les temps de calcul correspondant ne nous ont pas permis d'exposer les résultats dans ce mémoire.

En perspective prochaine, une meilleure gestion de la ligne de contact dans cette région singulière permettra d'améliorer l'obtention de la solution à temps de calcul raisonnable.

Pour autant, la progression vers la prise en compte de l'écoulement dans une rainure plus longue, puis chauffée, nécessitera des ressources numériques complémentaires et quelques étapes intermédiaires.

## 5.4 Conclusion du chapitre 5 et perspectives :

La contribution modeste relatée dans ce chapitre nous a permis, outre une prise en main d'un outil doté d'une approche fine et élaborée, d'aborder les toutes premières étapes de modélisation de problèmes diphasiques pour envisager celles du transfert de masse et de chaleur à terme nécessaires à l'analyse de comportement du caloduc. Nous avons rencontré quelques difficultés pour mener à bien nos modélisations. Il reste des problèmes au niveau de la gestion des “coins” des géométries : la discrétisation de l'interface à leur niveau pose des problèmes pas encore résolus. Cependant, le code de calcul Trio\_U, toujours en développement, est en cours d'amélioration, notamment dans ce domaine.

Notre but est de modéliser, à terme, un caloduc dans sa globalité, de l'évaporateur au condenseur, en prenant en compte les transferts de masse et de chaleur. Par conséquent, les principales prochaines étapes à développer à partir des prémices d'études que nous avons élaborées au niveau de la "Rainure 3 D" sont les suivantes :

- modéliser un écoulement longitudinal dans les phases liquide et vapeur, en imposant des conditions de vitesses au niveau des parois d'extrémités,
- à partir de la modélisation précédente, résoudre le problème thermique de la "Rainure 3 D" : cela implique de modéliser la conduction dans la paroi métallique puis d'imposer à sa base un flux de chaleur et de modéliser l'évaporation au niveau de l'interface liquide/vapeur. L'angle d'accrochage macroscopique ne pourra plus être imposé comme condition limite car il sera conditionné directement par l'écoulement le long de la rainure. De plus, un point d'accrochage du ménisque à la paroi devra être imposé le long de la rainure.
- insérer les corrélations déterminées dans le chapitre 3 comme conditions limites pour modéliser le transfert de chaleur au sein de la micro-région,
- une fois le modèle de la rainure achevé, l'étendre à l'ensemble des rainures qui constituent le caloduc, phase aboutissant à des calculs sans doute très conséquents.

En ce qui concerne le caloduc tournant, les principales étapes développées précédemment pourront être reprises avec, a priori, des contraintes de calcul moins fortes.

Toutefois, la tâche s'annonce probablement compliquée et assez longue mais elle constitue une perspective très intéressante dans le cadre de la compréhension des phénomènes régissant la physique des caloducs. De tels modèles constitueraient à terme un outil puissant permettant les investigations nécessaires à l'optimisation des formes de caloducs maximisant leurs performances de transport.





# Conclusion générale

Le travail mené dans cette thèse a permis, à travers l'étude de différents problèmes de transferts diphasiques, de participer à une meilleure compréhension des phénomènes régissant les échanges au sein de systèmes particuliers que sont les caloducs rainurés et les caloducs tournants.

Une caractérisation complète de la micro-région au sein des évaporateurs de caloducs à rainures axiales a été proposée. Des phénomènes originaux ont été mis en avant, citons notamment le découplage entre les phénomènes microscopiques d'accrochage du ménisque à la paroi et le comportement macroscopique de l'interface. De plus, des corrélations ont été élaborées afin de caractériser les transferts de chaleur au sein de cette micro-région. Ces dernières, qui sont uniquement fonction de la température, ont été déterminées pour le couple ammoniac/aluminium et pourront être utilisées dans un modèle macroscopique d'évaporateur pour servir à caractériser :

- l'angle d'accrochage en sortie de micro-région :  $\theta(T_{sat}, \Delta T) = b(T_{sat}) \Delta T^{m(T_{sat})}$ ,
- le flux passant à travers cette zone :  $Q_{mic}(T_{sat}, \Delta T) = a(T_{sat}) \Delta T^{m(T_{sat})}$ .

Des approches complémentaires ont été menées pour d'autres couples fluide/métal. De plus, le modèle développé a, dans le cadre de ce travail, seulement été utilisé pour des liquides faiblement polaires ; en modifiant l'expression de la pression de disjonction, un nouveau système d'équations pourra être développé pour les fluides polaires : le comportement de l'eau, par exemple, pourra être analysé. Un travail sur la modélisation des échanges thermiques au sein d'un film mince dans la zone condenseur pourrait aussi être développé afin d'évaluer l'importance de cette zone dans les transferts globaux.

En adaptant le modèle de micro-région, nous avons aussi pu caractériser les transferts de masse et de chaleur au sein du film liquide le long d'un caloduc tournant. Le modèle développé présente une certaine originalité par rapport aux modèles déjà existants, assez peu nombreux, il est vrai. Des résultats intéressants ont été mis en évidence grâce à une étude paramétrique en utilisant l'eau comme fluide caloporteur. On a notamment pu dégager les conditions de fonctionnement (écart de températures, température de fonctionnement et vitesse de rotation) qui permettent de définir la masse optimale de fluide correspondant aux performances maximales du caloduc. Ces dernières ont aussi été comparées à celles obtenues avec d'autres fluides et l'efficacité de l'eau a été mise en évidence. D'autres études paramétriques pourront aussi être menées en complément, notamment en utilisant d'autres fluides. La prise en compte de l'écoulement de vapeur et surtout des transferts conductifs dans la paroi pourront compléter ces travaux.

Pour procéder à une caractérisation plus complète des échanges au sein des systèmes diphasiques, l'utilisation d'un outil tel que le code de calcul Trio U développé par le CEA-Grenoble a été adopté pour aller vers le développement de modèles complets de caloducs. Ce logiciel permet notamment une description précise des phénomènes d'interface grâce à la méthode de suivi d'interface (Front-Tracking).

Cet outil performant permettra, dans un futur que nous espérons proche, de compléter les études menées jusqu'à présent concernant la modélisation des échanges au sein des caloducs. Dans ce mémoire, nous nous sommes limités à des études liées à des écoulements diphasiques simples. Ce travail nous a permis d'appréhender le logiciel et de nous donner des informations préliminaires sur les modélisations que nous projetons de mener. Il a aussi permis de nous faire entrevoir les difficultés sur lesquelles il faudra sans doute s'attarder par la suite.

Les perspectives à ces premières simulations sont immenses. Le but ultime est de modéliser l'ensemble d'un caloduc, en prenant en compte les problèmes thermiques et hydrodynamiques. Le couplage entre ces deux aspects de la modélisation est essentiel pour dépasser les limites intrinsèques aux modèles existants tel celui de Hoa [25] par exemple, qui présuppose la position de l'interface.

A partir des modèles développés jusqu'à présent, il s'agit entre autres :

- de développer un modèle thermique pour caractériser les échanges de chaleur dans la rainure. Nous commencerons le travail sur une géométrie 2D,
- de développer un modèle 3D de rainure prenant en compte les effets de l'écoulement longitudinal des fluides et du problème thermique. Un axe de travail important sera la modélisation précise de l'évaporation et du transfert de masse correspondant au niveau de l'interface liquide/vapeur ; c'est notamment cet aspect qui définira, au sein du modèle de caloduc complet, la valeur de l'angle d'accrochage macroscopique du ménisque à la paroi,
- enfin, d'optimiser la forme de la rainure pour améliorer les performances du caloduc.

Si nous arrivons à élaborer un tel modèle, celui-ci pourra être riche en enseignement et permettra de participer à une optimisation accrue des technologies en développement.



# Bibliographie

- [1] C.A. Busse and P.C. Stephan. Assessment of an improved model for the heat transfer coefficient of grooved heat pipes evaporators. In *Proc. of the 4th European Symposium on Space Environmental and Control systems*, 1991.
- [2] P.C. Stephan and C.A. Busse. Analysis of the heat transfer coefficient of grooved heat pipes evaporator walls. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.35 n°2 :383–391, 1992.
- [3] C. Romestant. *Etudes théoriques et expérimentales de caloducs et de thermosiphons soumis à de fortes accélérations*. PhD thesis, Université de Poitiers, Poitiers, 2000.
- [4] V. Sartre, M. Lallemand, and M. Chaker Zaghoudi. Effect of interfacial phenomena on evaporative heat transfer in micro heat pipes. *International Journal of Thermal Sciences*, 39 :498–504, 2000.
- [5] F. Song, D. Ewing, and C.Y. Ching. Experimental investigation on the heat transfer characteristics of axial rotating heat pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47 :4721–4731, 2004.
- [6] H.M.Li, C.Y. Liu, and M. Damodaran. Analytical study of the flow and heat transfer in a rotating heat pipe. *Heat Recovery Systems & CHP*, vol.13 (No. 2) :115–122, 1993.
- [7] S. Rossomme. *Modélisation de l'évaporation des films liquides minces, y compris au voisinage des lignes de contact : Application aux caloducs à rainures*. PhD thesis, Université libre de Bruxelles, Bruxelles, Belgique, 2008.
- [8] T.P. Cotter. Principles and prospects of micro heat pipes. In *V International Heat Pipe Conference*, 1984.
- [9] G.P. Peterson, A.B. Duncan, A.S. Ahmed, A.K. Mallik, and M.H. Weichod. Experimental investigations of micro heat pipes in silicon wafers. *Micromechanical Sensors, Actuators and Systems, ASME-DSC*, 32 :341–348, 1991.
- [10] G. Pandraud. *Etude expérimentale et théorique de microcaloducs en technologie silicium*. PhD thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2004.
- [11] A. Faghri. *Heat Pipe Science and Technology*. Taylor and Francis, 1995.

- [12] R. Jacolot, C. Romestant, V. Ayel, Y. Bertin, and J. Hugon. Visualization and experimental analysis of fluid behavior in grooved heat pipes. *Experimental Heat Transfer*, Vol.21 :188–205, 2008.
- [13] B. Watel, S. Harmand, and B. Desmet. Refroidissement d'un disque de frein de T.G.V. par caloduc. In *Journées Européennes du Freinage, J.E.F 95, Lille, 12-13 décembre 1995*.
- [14] V.H. Gray. The rotating heat pipe—a wickless hollow shaft for transferring high heat fluxes. In *ASME paper 11th Heat Transfer Conference, Minneapolis, Minnesota, 1969*.
- [15] S.H. Chan, Z. Kanai, and W.T. Yang. Theory of a rotating heat pipe. *Journal of nuclear energy*, 25 :479–487, 1971.
- [16] P.J. Marto. An analytical and experimental investigation of rotating, non-capillary heat pipes. Technical report, NASA NPS-59 MX 72111 A Monterey, California U.S. Naval Postgraduate School, 1972.
- [17] P.J. Marto and L.L. Wagenseil. Augmenting the condenser heat transfer performance of rotating heat pipes. *AIAA Journal*, 17 (No.6) :647–652, 1979.
- [18] M. Katsuta, A.S. Wanniarachichi, and P.J. Marto. Condensation heat transfer measurements in co-axial rotating heat pipes. In *Proceedings of the Sixth International Heat Pipe Conference*, 1987.
- [19] A. Faghri, S. Gogineni, and S. Thomas. Vapor flow analysis of an axially rotating heat pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36 (No. 9) :2293–2303, 1993.
- [20] T.C. Daniels and F.K. Al-Jumaily. Investigations of the factors affecting the performance of a rotating heat pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 18 :961–973, 1975.
- [21] P.J. Marto and H. Weigel. The development of economical rotating heat pipes. In *Proceedings of the Fourth International Heat Pipe Conference*, 1981.
- [22] A. Shimizu and S. Yamazaki. Helical guide type rotating heat pipe. In *Proceedings of the Sixth International Heat Pipe Conference*, 1987.
- [23] J.S. Lee and C.J. Kim and Y.J. Kim. A study on the improvement of heat transfer performance for a horizontal rotating heat pipe with a triangular cross-section. In *Proceedings of the Sixth International Heat Pipe Symposium*, 2000.
- [24] D. Salinas and P.J. Marto. Analysis of an internally finned rotating heat pipe. *Numerical Heat Transfer Part A*, 19 :255–275, 1991.
- [25] C. Hoa. *Thermique des caloducs à rainures axiales : Etudes et réalisations pour des applications spatiales*. PhD thesis, Université de Poitiers, Poitiers, 2004.

- [26] M. Goudarche. *Etude du fonctionnement d'un caloduc soumis à des forces externes*. PhD thesis, Université de Poitiers, Poitiers, 1994.
- [27] W. Hufschmidt, E. Burck, G.Di Cola, and H.Hoffman. The shearing effect of vapor flow on laminar liquid flow in capillaries of heat pipes. In *NASA TT F-16601 N76-13423*, 1975.
- [28] H. Imura, K. Sasaguchi, H. Kozai, and S. Numata. Critical heat flux in a closed two-phase thermosyphon. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 26 :1181–1188, 1983.
- [29] P.G. de Gennes, F. Brochard-Wyart, and D. Quéré. *Gouttes, bulles, perles et ondes*. 2002.
- [30] F.M. Fowkes. *Attractive forces at interface, in Chemistry and Physics of Interface*. American Chemical Society, Washington DC, 1965.
- [31] V. P. Carey. *Liquid-Vapor phase-change phenomena, An Introduction of the Thermophysics of Vaporization and Condensation Processes in Heat Transfer Equipement*. 1992.
- [32] B.V. Derjaguin, S.V. Nerpin, and N.V. Churayev. Effect of film transfer upon evaporation of liquid from capillaries. *Bulletin RILEM*, Vol.29 :93–98, 1965.
- [33] M. Potash and P.C. Wayner. Evaporation from a two-dimensionnal extended meniscus. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.15 :1851–1863, 1972.
- [34] D.Khrustalev and A. Faghri. Heat transfer during evaporation on capillary-grooved structures of heat pipes. *J. Heat Transfer*, 117 :740–747, 1995.
- [35] F.W. Holm and S.P Golpen. Heat transfer in the meniscus thin film transition region. *J. Heat Transfer*, Vol. 101 :543–547, 1979.
- [36] H.B. Ma and G.P. Peterson. Temperature variation and heat transfer in triangular grooves with an evaporating film. *J. of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 11 n°1 :90–97, 1997.
- [37] P.C. Wayner Jr., Y.K Kao, and L.V. Lacroix. The interline heat transfer coefficient of an evaporating wetting film. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.19 :487–492, 1976.
- [38] K. H. Do, S. J. Kim, and S. V. Garimella. A mathematical model for analyzing the thermal characteristics of a flat micro heat pipe with a grooved wick. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51 :4637–4650, 2008.
- [39] Y. Kobayashi, S. Ikeda, and M. Iwasa. Evaporative heat transfer at the evaporative section of a grooved heat pipe. *J. of Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 10 n°1 :83–89, 1996.



- [40] R. W. Schrage. *A Theoretical Study of Interphase Mass Transfer*. Columbia University Press, New York, 1953.
- [41] R. Marek and J. Straub. Analysis of the evaporation coefficient and the condensation coefficient of water. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 43 :2193–2203, 2000.
- [42] Herbert Oertel jr. Jürgen Zierep. *Convective Transport and Instability Phenomena*. Karlsruhe :Braun, 1982.
- [43] F. Song, D. Ewing, and C.Y. Ching. Heat transfer in the evaporator section of moderate-speed rotating heat pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51 :1542–1550, 2008.
- [44] Nengli Zhang and David F. Chao. Mechanisms of convection instability in thin liquid layers induced by evaporation. *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, 26 :1069–1080, 1999.
- [45] J.R.A. Pearson. On convection cells induced by surface tension. *Journal of Fluid Mechanics*, 4 :489–500, 1958.
- [46] L. Lin and A. Faghri. Heat transfer in micro region of a rotating miniature heat pipe. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.42 :1363–1369, 1999.
- [47] A.J. Jiao, J.K. Crister, and H.B. Ma. Evaporation heat transfer characteristics of a grooved heat pipe with micro-trapezoidal grooves. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 50 :2905–2911, 2007.
- [48] R. Bertossi, Z. Lataoui, V. Ayel, C. Romestant, and Y. Bertin. Modeling of thin liquid film in grooved heat pipes. *Numerical Heat Transfer, Part A : Applications*, 55 :1075–1095, 2009.
- [49] S. Moosman and S.M. Homsy. Evaporating menisci of wetting fluids. *J. of Colloid and Interface Sci.*, Vol. 73 :212–223, 1980.
- [50] S. Dasgupta, J.A Schonberg, and P.C Wayner. Investigation of an evaporating extended meniscus based on the augmented young-laplace equation. *J. Heat Transfer*, Vol. 115 :201–208, 1993.
- [51] Y. Katamani. Evaporator film coefficient of grooved heat pipes. *International Aerospace abstarcts*, N° A78-35594, 1978.
- [52] C. Romestant, A. Alexandre, and Z. Lataoui. Evaporation en film mince dans un caloduc rainuré. *La Houille Blanche*, n°5, 2006.
- [53] MBB/ERNO Raumfahrttechnik GmbH. Influence of ammonia fill rates on the axially grooved heat pipes. Technical report, Report ANTD 3 No.148/81, 1981.

- [54] Benoît Mathieu. *Etudes physique, expérimentale et numérique des mécanismes de base intervenant dans les écoulements diphasiques*. PhD thesis, Polytech Marseille Université de Provence-CNRS-UMR 6595, 2003.
- [55] V. Nikolayev. Dynamique de la ligne triple de contact sur une paroi chauffante. In *Congrès Français de Thermique, SFT*, 2008, Toulouse.
- [56] P.C. Wayner Jr. Adsorption and capillary condensation at the contact line in change of phase heat transfer. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.25, n°5 :707–713, 1982.
- [57] J. A. Schonberg and P.C. Wayner Jr. Analytical solution for the integral contact line evaporative heat sink. *J. Thermophysics*, pages 128–134, 1992.
- [58] Y. Kobayashi, S. Toyokawa, and T. Araki. Heat and mass transfer from thin liquid film in the vicinity of the interline of meniscus. *Thermal Science and Engineering*, Vol. 2 n°1 :45–51, 1994.
- [59] J.M. Ha and G.P. Peterson. The interline heat transfer of evaporating thin films along a micro grooved surface. *J. Heat Transfer*, Vol. 118 :747–754, 1996.
- [60] H. Wang, S. V. Garimella, and J. Y. Murthy. Characteristics of an evaporating thin film in a microchannel. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.50 :3933–3942, 2007.
- [61] Y. Zhang and A. Faghri. Numerical simulation of condensation on a capillary grooved structure. *Numerical Heat Transfer, Part A*, Vol. 39 :pp. 227–243, 2001.
- [62] Y. Cao and A. Faghri. Transient two-dimensional compressible analysis for high temperature heat pipes with pulsed heat input. *Numerical Heat Transfer, Part A*, Vol. 18 :483–502, 1990.
- [63] B. Mathieu, O. Lebaigue, and L. Tadrist. Modélisation physique et numérique d'une ligne de contact dynamique avec changement de phase. *La Houille Blanche*, n°5, 2003.
- [64] C. Harley and A. Faghri. Two-dimensional rotating heat pipe analysis. *Journal of Heat Transfer*, 117 :202–208, 1995.
- [65] F. Song, D. Ewing, and C.Y. Ching. Fluid flow and heat transfer model for high-speed rotating heat pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46 :4393–4401, 2003.
- [66] C. Jian and T. Chuanjing. Condenser heat transfer in inclined rotating heat pipe. In *6th International Heat Pipe Conference*, Grenoble, 1987.
- [67] R. Ponnapan, Q. He, and J.E. Leland. Test results of a high speed rotating heat pipe. *AIAA*, No. 97 :2543, 1997.
- [68] M. Clerc. *L'optimisation par essais particuliers*. Hermes Science Publications, 2005.

- [69] X. Nicolas. Revue bibliographique sur les écoulements de Poiseuille-Rayleigh-Bénard : écoulements de convection mixte en conduites rectangulaires horizontales chauffées par le bas. *International Journal of Thermal Sciences*, 41 :961–1016, 2002.
- [70] S. M. Aminossadati and B. Ghasemib. A numerical study of mixed convection in a horizontal channel with a discrete heat source in an open cavity. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 28 :590–598, 2009.
- [71] D. Jamet. Suivi de fronts, interfaces et écoulements diphasiques. 11ème Ecole de Printemps de Mécanique des Fluides Numérique, 7-13 juin 2009. Oléron.
- [72] C. Calvin O. Cueto P. Emonot B. Menant F. Barré, U. Bieder. Description of the module for single phase Newtonian fluid under Boussinesq approximation, Mai 2000.
- [73] S. Shin and D. Juric. Modeling three-dimesional multiphase flow using a level contour reconstruction method for front tracking without connectivity. *J. Comp. Phys.*, 180 :427–470, 2002.
- [74] G. Tryggvason, B. Bunner, A. Esmaeeli, D. Juric, N. Al-Rawahi, W. Tauber, J. Han, S. Nas, and Y.-H. Jan. A front-tracking method for the computations of multiphase flow. *J. Comp. Phys*, 204 :708–759, 2001.
- [75] S. O. Unverdi and G. Tryggvason. A front-tracking method for viscous, incompressible, multi-fluids flows. *J. Comp. Phys.*, 100 :25–37, 1992.
- [76] Y. Shi and R. Eberhart. A modified particle swarm optimizer. In *Evolutionary Computation Proceedings, 1998. IEEE World Congress on Computational Intelligence., The 1998 IEEE International Conference on*, 1998.
- [77] M. Clerc and M. Kennedy. The particle swarm - explosion, stability, and convergence in a multidimensional complex space. *IEEE Trans. Evolutionary Computation*, 6 :58–73, 2002.
- [78] R. C. Eberhart and Y. Shi. Comparing inertia weights and constriction factors in particle swarm optimization. 2000.
- [79] F. van den Bergh. *An Analysis of Particle Swarm Optimizers*. PhD thesis, Department of Computer Science, University of Pretoria, Pretoria, South Africa, 2002.
- [80] F. van den Bergh and A.P. Engelbrecht. A study of particle swarm optimization particle trajectories. *Information Sciences*, 176 :937 – 971, 2006.

# ANNEXES



# Annexe A

## Approximation de lubrification

Si on considère une fine couche de liquide sur une paroi et qu'on rappelle les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, on a :

$$\frac{\partial u_l}{\partial x} + \frac{\partial v_l}{\partial y} = 0 \quad (\text{A.1})$$

$$-\frac{\partial P_l}{\partial x} + \mu_l \left( \frac{\partial^2 u_l}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_l}{\partial y^2} \right) = \rho_l \left( u_l \frac{\partial u_l}{\partial x} + v_l \frac{\partial u_l}{\partial y} \right) \quad (\text{A.2})$$

$$-\frac{\partial P_l}{\partial y} + \mu_l \left( \frac{\partial^2 v_l}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_l}{\partial y^2} \right) = \rho_l \left( u_l \frac{\partial v_l}{\partial x} + v_l \frac{\partial v_l}{\partial y} \right) \quad (\text{A.3})$$

On peut définir un angle moyen  $\alpha$  qui correspond à l'angle entre la paroi du caloduc et l'interface liquide/vapeur :

$$\tan \alpha = \frac{\Delta \delta}{\Delta L} \quad (\text{A.4})$$

avec  $\delta$  la hauteur du liquide et  $L$  la longueur caractéristique de la couche liquide.

On suppose que l'angle  $\alpha$  reste petit, l'équation A.4 devient alors :

$$\alpha = \frac{\Delta \delta}{\Delta L} \ll 1 \quad (\text{A.5})$$

On peut alors comparer les différents termes des équations (A.1), (A.2), (A.3). Pour cela, on suppose d'abord que les lignes de flux du liquide suivent le profil de l'interface. On a alors la relation suivante entre les deux composantes de la vitesse :

$$v_l \approx u_l \alpha \approx U \alpha \quad (\text{A.6})$$

avec  $U$  la valeur caractéristique de l'écoulement liquide le long de l'axe  $x$ .

Pour comparer les différents termes des équations de Navier-Stokes, on utilise les valeurs caractéristiques rassemblées dans le tableau :

Terme dans les équations	Valeur caractéristique
$u_l$	$U$ , valeur caractéristique de la vitesse le long de l'axe $x$
$x$	$L$ , distance caractéristique le long de l'axe $x$
$y$	$\delta$ , épaisseur du film liquide

TAB. A.1 – Définitions des valeurs caractéristiques permettant de comparer les termes des équations (A.1), (A.2), (A.3)

Avec les notations du Tableau A.1, l'équation A.1 donne :

$$\frac{\partial u_l}{\partial x} = -\frac{\partial v_l}{\partial y} \approx \frac{U\alpha}{\delta} \quad (\text{A.7})$$

Ensuite, nous pouvons comparer les différents termes “visqueux” des équations (A.2) et (A.3), on obtient :

– pour l'équation (A.2) :

$$\frac{\partial^2 u_l}{\partial x^2} \approx \frac{U}{L^2} \quad (\text{A.8})$$

$$\frac{\partial^2 u_l}{\partial y^2} \approx \frac{U}{\delta^2} \quad (\text{A.9})$$

– pour l'équation (A.3) :

$$\frac{\partial^2 v_l}{\partial x^2} \approx \frac{U\alpha}{L^2} \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{\partial^2 v_l}{\partial y^2} \approx \frac{U\alpha}{\delta^2} \quad (\text{A.11})$$

Comme on a  $L \gg \delta$ , les termes (A.8) et (A.10) peuvent être respectivement négligés par rapport aux termes (A.9) et (A.11) dans les équations (A.2) et (A.3) respectivement.

Maintenant, nous pouvons examiner les conditions pour lesquelles les termes advectifs -qui ne sont pas linéaires- sont négligeables par rapport aux termes visqueux.

Tout d'abord, dans l'équation (A.2), on a :

$$u_l \frac{\partial u_l}{\partial x} \approx \frac{U^2 \alpha}{\delta} \quad (\text{A.12})$$

$$v_l \frac{\partial u_l}{\partial y} \approx \frac{U^2 \alpha}{\delta} \quad (\text{A.13})$$

$$\nu_l \frac{\partial^2 u_l}{\partial y^2} \approx \nu_l \frac{U}{\delta^2} \quad (\text{A.14})$$

Par conséquent, les termes non-linéaires sont négligeables si :

$$\frac{U^2 \alpha}{\delta} \ll \nu_l \frac{U}{\delta^2} \quad (\text{A.15})$$

Cette condition peut aussi s'écrire :

$$\frac{U \delta}{\nu_l} \ll \frac{1}{\alpha} \quad (\text{A.16})$$

On peut définir un nombre de Reynolds  $Re$  correspondant à l'écoulement longitudinale du liquide comme  $Re = \frac{U \delta}{\nu_l}$ . Donc dans l'équation (A.2), les termes non-linéaires peuvent être négligés si  $Re \ll 1/\alpha$ . L'angle  $\alpha$  étant supposé petit, on considère que cette condition est toujours remplie.

Finalement, l'équation (A.2) devient :

$$-\frac{\partial P_l}{\partial x} + \mu_l \frac{\partial^2 u_l}{\partial y^2} = 0 \quad (\text{A.17})$$

De la même façon, on peut simplifier l'équation (A.3) :

$$u_l \frac{\partial v_l}{\partial x} \approx \frac{U^2 \alpha}{\delta} \quad (\text{A.18})$$

$$v_l \frac{\partial v_l}{\partial y} \approx \frac{U^2 \alpha}{\delta} \quad (\text{A.19})$$

$$\nu_l \frac{\partial^2 v_l}{\partial y^2} \approx \nu_l \frac{U \alpha}{\delta^2} \quad (\text{A.20})$$

Le terme visqueux donné par l'équation (A.20) possède un ordre de moins que celui donné par la relation (A.14). De plus, la condition pour que les termes non linéaires (A.18) et (A.19) soient négligeables par rapport au terme visqueux (A.20) dans l'équation (A.3) est toujours la même :  $Re \ll 1/\alpha$ .

Comme le terme visqueux de l'équation (A.3) est négligeable par rapport au terme visqueux de l'équation (A.2), on peut simplifier l'équation (A.3) de telle sorte que :

$$\frac{\partial P_l}{\partial y} = 0 \quad (\text{A.21})$$

En résumé, on obtient alors les équations de quantité de mouvement :



$$-\frac{\partial P_l}{\partial x} + \mu_l \frac{\partial^2 u_l}{\partial y^2} = 0 \quad (\text{A.22})$$

$$\frac{\partial P_l}{\partial y} = 0 \quad (\text{A.23})$$

Par conséquent, d'après ces équations, le profil de vitesse est supposé être monodimensionnel, parallèle au mur ( $u_l > v_l$  d'après (A.7)), d'après et les variations de  $u_l$  le long de l'axe des abscisses sont considérées petites par rapport à celles le long de l'axe des ordonnées ( $U/\delta \gg U/L$ ).

# Annexe B

## Méthode de Runge-Kutta d'ordre 4

Dans cette annexe, nous allons expliquer le principe de la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 utilisée pour résoudre les systèmes d'équations des chapitres 3 et 4.

Dans toute cette annexe, on ne présentera pas la méthode pour la résolution d'un système matriciel mais, afin de faciliter la compréhension, pour une équation du type :

$$\begin{cases} y'(t) = f(t, y(t)) \\ y(0) = y_0 \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

Pour cela nous allons expliquer en détails la méthode de Runge-Kutta d'ordre 2 et étendre son développement à la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4.

Les méthodes de Runge-Kutta permettent de calculer une solution approchée de (B.1) où interviennent seulement des évaluations de la fonction  $f$  de telle façon que cette solution conduise à une erreur du même ordre que celle obtenue par développement en série de Taylor de la fonction considérée.

### B.1 Méthode de Runge-Kutta d'ordre 2

Bien que moins utilisée que la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4, nous allons expliquer en détails cette méthode car elle est plus facile à mettre en oeuvre et plus facilement compréhensible que la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4.

Les méthodes de Runge-Kutta consistent à calculer des solutions approchées du problème (B.1) en exprimant la solution  $y(t+h)$  sous forme de combinaison linéaire des fonctions  $y(t)$  et  $f$  de telle manière que le développement en série de Taylor de cette combinaison linéaire soit égal au développement en série de Taylor de la solution  $y(t+h)$  jusqu'à un ordre prédéterminé.

On commence par écrire le développement en série de Taylor de  $y(t + h)$  jusqu'au terme d'ordre 2 :

$$y(t + h) = y(t) + hy'(t) + \frac{h^2}{2}y''(t) + O(h^3) \quad (\text{B.2})$$

Or d'après (B.1), on a :

$$y'(t) = f(t, y(t)) \quad (\text{B.3})$$

On en déduit alors :

$$y''(t) = \frac{\partial f(t, y)}{\partial t} + \frac{\partial f(t, y)}{\partial y}y'(t) = \frac{\partial f(t, y)}{\partial t} + \frac{\partial f(t, y)}{\partial y}f(t, y) \quad (\text{B.4})$$

En substituant l'équation (B.4) dans l'équation (B.2), on obtient :

$$y(t + h) = y(t) + hf(t, y) + \frac{h^2}{2} \left( \frac{\partial f(t, y)}{\partial t} + \frac{\partial f(t, y)}{\partial y}f(t, y) \right) + O(h^3) \quad (\text{B.5})$$

A partir de cette équation, Runge et Kutta ont eu l'idée d'écrire  $y(t + h)$  comme une combinaison linéaire de deux valeurs de la fonction  $f$  :

$$y(t + h) = y(t) + Ahf_0 + Bhf_1 \quad (\text{B.6})$$

avec

$$\begin{cases} f_0 = f(t, y(t)) \\ f_1 = f(t + Ph, y(t) + Qhf_0) \end{cases} \quad (\text{B.7})$$

où  $P$  et  $Q$  sont des coefficients à déterminer.

On utilise alors le développement en série de Taylor d'une fonction de deux variables indépendantes pour développer  $f_1$  :

$$f_1 = f(t, y) + Ph \frac{\partial f(t, y)}{\partial t} + Qh \frac{\partial f(t, y)}{\partial y}f(t, y) + O(h^2) \quad (\text{B.8})$$

En reportant les équations (B.7) et (B.8) dans l'équation (B.6), on obtient finalement :

$$y(t + h) = y(t) + (A + B)hf(t, y) + BPh^2 \frac{\partial f(t, y)}{\partial t} + BQh^2 \frac{\partial f(t, y)}{\partial y}f(t, y) + O(h^3) \quad (\text{B.9})$$

Si on identifie les termes des équations (B.5) et (B.9), on obtient les égalités suivantes :

$$\begin{cases} A + B = 1 \\ BP = \frac{1}{2} \\ BQ = \frac{1}{2} \end{cases} \quad (\text{B.10})$$

Nous observons que nous avons seulement 3 équations pour 4 inconnues ; un des coefficients peut donc être choisi de façon arbitraire. On choisit  $A = 0$ . On obtient alors :

$$\begin{cases} B = 1 \\ P = \frac{1}{2} \\ Q = \frac{1}{2} \end{cases} \quad (\text{B.11})$$

On obtient finalement en remplaçant dans l'équation (B.6) :

$$y(t+h) = y(t) + hf\left(t + \frac{h}{2}, y + \frac{h}{2}f(t, y)\right) \quad (\text{B.12})$$

La même méthodologie est utilisée pour les méthodes de Runge-Kutta d'ordre  $n$ . La méthode la plus utilisée est la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4.

## B.2 La méthode de Runge-Kutta d'ordre 4

Cette méthode fournit une solution approchée de (B.1) avec une erreur de même ordre que celle obtenue par le développement en série de Taylor d'ordre 4 de (B.1).

En suivant la même méthode que celle décrite précédemment, la fonction  $y_{k+1}$  solution du problème au pas  $k+1$  s'exprime par rapport à  $y_k$  de la manière suivante :

$$y_{k+1} = y_k + \frac{h(f_1 + 2f_2 + 2f_3 + f_4)}{6} \quad (\text{B.13})$$

avec :

1.  $f_1 = f(t_k, y_k)$  est la pente au point  $M_k(t_k; y_k)$
2.  $f_2 = f\left(t_k + \frac{h}{2}, y_k + \frac{h}{2}f_1\right)$  est la pente au point où l'on arrive en un demi-pas (méthode de Runge-Kutta d'ordre 2)
3. Si  $f_2$  est une bonne pente moyenne le point milieu de  $[M_n, M_{n+1}]$  doit avoir pour coordonnées  $\left(t_k + \frac{h}{2}, y_k + \frac{h}{2}f_2\right)$ . En ce point, la pente vaut donc  $f_3 = f\left(t_k + \frac{h}{2}, y_k + \frac{h}{2}f_2\right)$
4. Enfin, si  $f_3$  est une bonne pente moyenne sur  $[M_n, M_{n+1}]$ , on doit arriver au point de coordonnées  $(t_k + h, y_k + hf_3)$  après un pas entier  $h$ . La pente en ce point est alors donnée par la relation :  $f_4 = f(t_k + h, y_k + hf_3)$ .

Cette méthode présente l'avantage d'offrir un bon compromis entre l'effort de programmation qu'elle représente et les performances qu'elle permet d'obtenir.

Ici n'a été décrite que la méthode de résolution pour une seule équation mais le même principe a été utilisé pour résoudre nos systèmes d'équations dans les chapitres 3 et 4.

# Annexe C

## Résolution numérique du système modélisant les transferts de masse et de chaleur au sein de la micro-région

L'algorithme de résolution du système constitué des équations (3.24), (3.25), (3.26) et (3.27) est décrit sur la figure suivante et est expliqué dans cette annexe.

L'influence de la valeur de  $\varepsilon_1$  sur les calculs est très importante : en effet, pour une valeur donnée de  $\varepsilon_2$ , une valeur trop faible de  $\varepsilon_1$  (donc une valeur trop faible de la tangente initiale) peut entraîner une inversion de la courbure du ménisque (et donc impliquer des valeurs de tangente qui deviendraient négatives); au contraire, une valeur trop importante de  $\varepsilon_1$  peut donner des valeurs trop grandes de courbure (et donc des valeurs de rayon de courbure très petits). Il est donc nécessaire d'optimiser la valeur de  $\varepsilon_1$  pour une valeur de  $\varepsilon_2$  donnée.

Ainsi, on choisit arbitrairement deux valeurs initiales pour  $\varepsilon_1$  :  $\varepsilon_1^I$  et  $\varepsilon_1^{II}$ . Ces deux dernières valeurs sont modifiées de sorte que l'on obtienne deux valeurs opposées de  $\hat{\delta}'$ , en fin d'intégration. On choisit  $\varepsilon_1^I$  de sorte à avoir  $(\delta')^I > 0$  et  $\varepsilon_1^{II}$  de sorte à avoir  $(\delta')^{II} < 0$ .

Il existe quatre conditions "d'arrêt" pour cette intégration :

- la valeur absolue  $\hat{\delta}$  devient trop grande,
- $\hat{\delta}$  devient négatif,
- la valeur absolue de  $\hat{\delta}'$  devient trop importante, ce qui correspond à une tangente infinie de l'épaisseur de film liquide,
- la limite du domaine d'intégration, préalablement fixée, est atteinte. Cette valeur, assez grande, nous assure d'être en dehors de la micro-région (dans nos calculs, la valeur minimale de ce domaine est  $10 \mu m$  alors que la micro-région est supposée avoir une longueur de l'ordre de  $1 \mu m$ ).

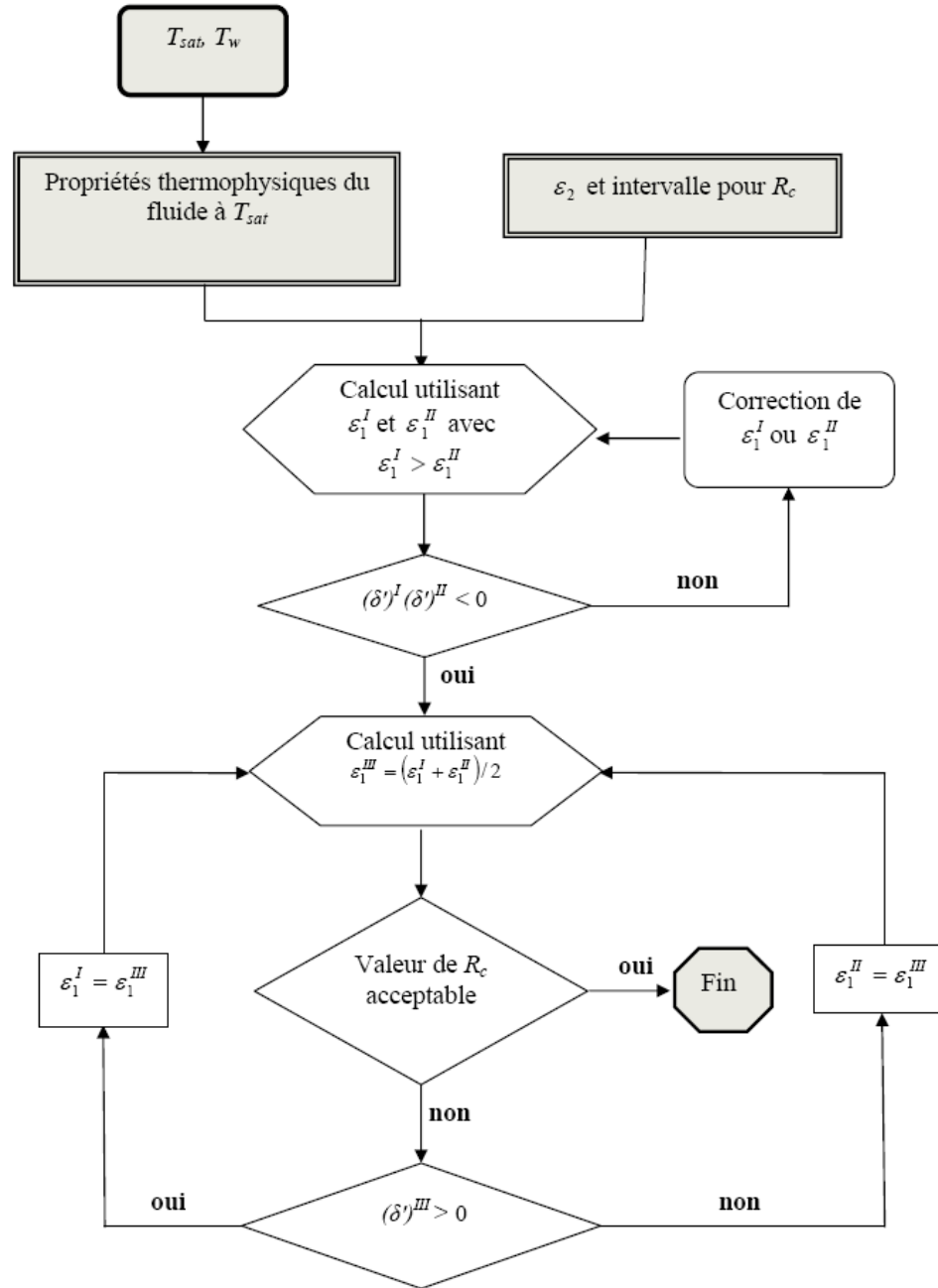


FIG. C.1 – Algorithme de résolution des équations (3.24), (3.25), (3.26) et (3.27).

Une fois  $\varepsilon_1^I$  et  $\varepsilon_1^{II}$  déterminées, on peut commencer l'intégration "finale" : on prend alors comme valeur initiale de  $\varepsilon_1$  la quantité  $(\varepsilon_1^I + \varepsilon_1^{II}) / 2$  appelée  $\varepsilon_1^{III}$  (cf. figure C.1).

Ainsi, on recommence une intégration, semblable à la précédente, avec les mêmes critères d'arrêt de calcul. On impose en plus que l'intégration se poursuivent au-delà d'une abscisse qu'on fixe à 0,5 mm pour s'assurer que notre calcul se fasse jusqu'à la zone de ménisque intrinsèque. Tant que la valeur du rayon de courbure calculée n'est pas comprise dans l'intervalle fixé, on utilise une procédure de dichotomie pour optimiser  $\varepsilon_1^{III}$  et obtenir une valeur de  $R_c$  acceptable.





# Annexe D

## Etude paramétrique sur $\varepsilon_2$ pour expliquer les différences des entre le modèle présenté et celui de Stephan et Busse

Pour expliquer la différence entre le modèle présenté dans le chapitre 4 et celui de Stephan et Busse [2], on a réalisé une étude paramétrique sur  $\varepsilon_2$  : toute chose étant égale par ailleurs, on a fait varier cette valeur et on a obtenu les résultats regroupés sur la figure D.1.

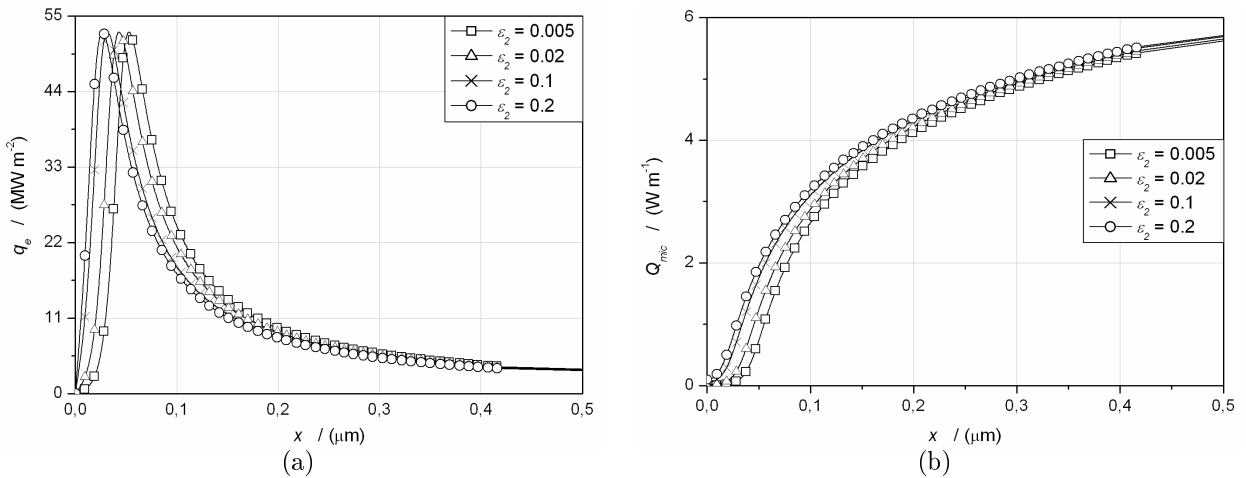


FIG. D.1 – Evolutions de (a)  $\dot{q}_e$  et (b)  $Q_{mic}$  pour différentes valeurs de  $\varepsilon_2$  ( $T_{sat} = 300\text{K}$  et  $T_w = 301\text{K}$ )

D'après la figure D.1-a, on peut voir que la densité de flux  $\dot{q}_e$  commence à augmenter de façon significative pour des abscisses de plus en plus grandes lorsque  $\varepsilon_2$  diminue. Par

conséquent, les différences entre nos résultats et ceux de Stephan et Busse peuvent être expliquées par la sensibilité du modèle à la valeur de  $\varepsilon_2$  : en effet, dans notre étude, plus cette dernière est petite, plus nos résultats se rapprochent des leurs.

Cependant, dans notre étude,  $\varepsilon_2$  ne peut pas être trop faible car si tel était le cas, des problèmes numériques interviendraient menant à une divergence du calcul. En effet, une forte diminution de  $\varepsilon_2$  entraînerait une trop forte diminution de  $\varepsilon_1$  pour espérer atteindre la valeur de  $R_c$  voulue : quand  $\varepsilon_2$  diminue (et donc  $\varepsilon_1$  aussi), la sensibilité de  $R_c$  à  $\varepsilon_1$  devient trop importante et la convergence du calcul devient plus difficile.

A titre indicatif, pour les résultats présentés ici, le rayon  $R_c$  est inclus entre 0,5 et 0,6 mm (ces valeurs correspondent à la moitié de l'épaisseur d'une rainure typique d'un caloduc à pompage capillaire utilisé dans les applications spatiales).

De plus, comme il est montré sur la figure D.1- (b), l'influence de  $\varepsilon_2$  sur  $Q_{mic}$  est très petite : en effet, l'erreur relative entre  $Q_{mic}(x = 1 \mu m)$  calculé pour  $\varepsilon_2 = 0,005$  et  $\varepsilon_2 = 0,2$  n'excède pas 0,5%.

Par conséquent, pour l'ensemble des résultats présentés dans le chapitre 4, obtenus avec  $\varepsilon_2 = 0,1$ , la convergence des calculs est assez rapide et les résultats totalement acceptables.

## Annexe E

# Optimisation par Essaim de Particules

Dans cette annexe, nous allons présenter le principe global de l'Optimisation Essaim de Particules.

L'Optimisation par Essaim de Particules est une méthode d'optimisation stochastique, l'algorithme a été décrit pour la première fois en 1995 par James Kennedy et Russell C. Eberhart, sous le nom de *Particle Swarm Optimization* (PSO). A l'origine, ces concepteurs cherchaient à modéliser des interactions sociales entre des individus devant atteindre un objectif (critère) donné dans un espace de recherche commun, chaque individu ayant une certaine capacité de mémorisation et de traitement de l'information. Un modèle simple a été alors élaboré, dès les premières simulations, le comportement collectif de ces individus évoquait celui d'un essaim d'êtres vivants convergeant parfois en plusieurs sous-essaims vers des sites intéressants. Finalement, le modèle s'est révélé être trop simple pour vraiment simuler un comportement social, mais par contre très efficace en tant qu'outil d'optimisation.

L'algorithme de l'OEP est donc basé donc sur une métaphore de l'interaction sociale : on considère un ensemble d'individus originellement disposés de façon aléatoire, que nous appellerons dès lors des particules, qui se déplacent dans l'espace de recherche, et constituent chacune une solution potentielle. Chaque particule est capable de communiquer à certaines autres sa meilleure position, et de les interroger afin d'obtenir leurs meilleures positions. A partir de ces informations, la particule va suivre une tendance faite, d'une part, de sa volonté de revenir vers sa meilleure position, et d'autre part, de son mimétisme par rapport à son voisinage. La figure E.1 résume le schéma de déplacement d'une particule.

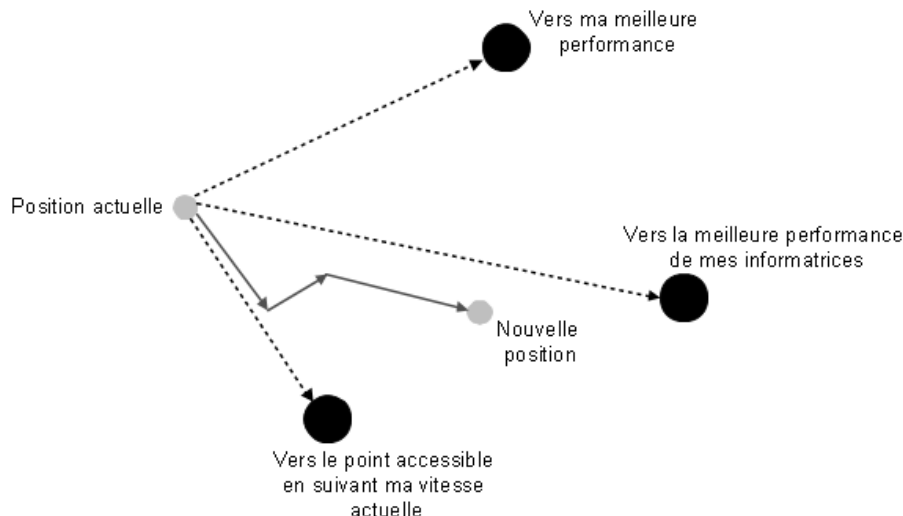


FIG. E.1 – Schéma du principe du déplacement d’une particule

La formulation générale de ce comportement est donné par :

$$\begin{cases} \delta\theta^{i+1} = \chi\delta\theta^i + \lambda_1\text{rand}_1(p^g - \theta^i) + \lambda_2\text{rand}_2(p^i - \theta^i) \\ \theta^{i+1} = \theta^i + \delta\theta^{i+1} \end{cases} \quad (\text{E.1})$$

avec  $\theta^i$  position de la particule,  $\delta\theta^i$  “vitesse” de la particule”,  $p^g$  la meilleure position atteinte dans son voisinage,  $p^i$  sa meilleure position atteinte

$\chi$ ,  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  sont des coefficients pondérant les trois directions de la particule : volontariste, suiviste et conservatrice.

$\text{rand}_1$  et  $\text{rand}_2$  sont des variables aléatoires comprises entre  $[0, 1]$

**Taille de l’essaim** : En premier lieu, il faut définir la taille de l’essaim, l’idée la plus simple est de lui donner une taille fixe. Il n’y a pas de règle pour déterminer ce paramètre. Faire de nombreux essais permet de se doter de l’expérience nécessaire à l’appréhension de ce paramètre ; en effet les expérimentateurs ont proposés des tailles de l’ordre de 20 à 30 particules qui, se révèlent tout à fait suffisantes pour résoudre la quasi-totalité des problèmes.

**Initialisation** : A l’état initial, chaque particule se voit attribuer une position aléatoire  $\theta^0$  dans l’espace de recherche, cette étape est commune aux algorithmes d’optimisation stochastique. Mais pour l’OEP, en plus de la position, les particules possèdent une vitesse de déplacement  $\delta\theta$ , qui, appliquée à une position va donner une autre position. La vitesse initiale  $\delta\theta^0$ , de chaque particule est initialisée au hasard.

**Topologie du voisinage** : La topologie du voisinage défini avec qui chacune des particules va pouvoir communiquer. La version la plus simple est la topologie fixe de type circulaire (figure E.2), où les  $N_p$  particules de l’essaim sont disposées virtuellement sur un cercle.

Chaque particule a un ensemble d'informatrices à partir du cercle virtuel couramment de taille 3, d'abord elle-même, puis celle à sa droite et celle à sa gauche. C'est cette topologie que nous avons utilisée

La définition du voisinage ici n'a aucune notion de distance entre particules dans l'espace de recherche, que l'on appelle voisinage. Il existe de nombreuses topologies parmi lesquelles on peut citer la topologie étoile, où chaque particule communique avec toutes les autres, et la topologie rayon, où les particules ne communiquent qu'avec une particule centrale.

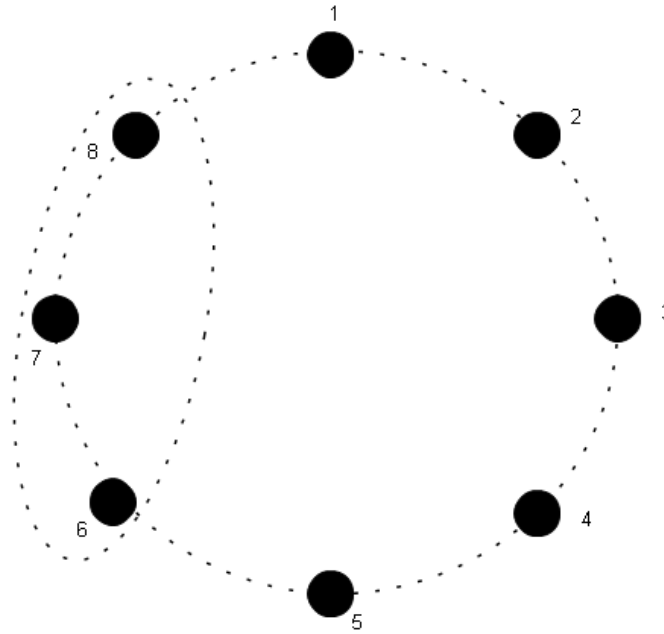


FIG. E.2 – La topologie circulaire pour un essaim de particules

**Facteur d'inertie  $\chi$**  : Le facteur d'inertie introduit par Shi et *al.* [76] permet de définir la capacité d'exploration de chaque particule en vue d'améliorer la convergence de la méthode. Une grande valeur de  $\chi$  ( $\chi > 1$ ) est synonyme d'une grande amplitude de mouvement et donc, in fine, d'exploration globale. A contrario, une faible valeur de  $\chi$  ( $\chi < 1$ ) est synonyme de faible amplitude de mouvement et donc, d'exploration locale. Fixer ce facteur, revient donc à trouver un compromis entre l'exploration locale et l'exploration globale. Shi et *al.* [76] ont étudié l'effet du facteur  $\chi$  dans l'intervalle  $[0; 1, 4]$ , cette étude montre une meilleure convergence pour  $\chi \in [0, 8; 1, 2]$  et au-delà de 1,2 l'algorithme tend à avoir des difficultés à converger.

**Coefficients de confiance  $\lambda_1, \lambda_2$**  : Concernant les facteurs de constriction  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ , une analyse mathématique menée par Clerc et Kennedy [77] de l'algorithme (E.1) a été faite en faisant appel à des résultats de la théorie des systèmes dynamiques. Ils ont montré que le choix de ces coefficients aide à assurer une convergence de l'algorithme. L'un des choix les

plus populaires est  $\lambda_1 = \lambda_2 = 1,46618$  et  $\chi = 0.7298$  [78]. Ce choix mène à un comportement convergent sans avoir à borner la vitesses de déplacement  $\delta\theta$ . Pour de plus amples informations sur les réglages et les tests de ces paramètres, on peut, par exemple, se référer à [79, 80].

**Critères d'arrêt :** La convergence vers le minimum global n'est pas garantie dans tous les cas de figure. Pour cette raison il existe deux critères d'arrêt ; le premier est un nombre d'itérations maximum assurant une porte de sortie pour l'algorithme et le deuxième est quand la solution ne varie plus sensiblement au cours des itérations.





## Résumé

Les caloducs permettent, au sein des équipements dans lesquels ils sont intégrés, de transférer de grandes quantités de chaleur en utilisant l'enthalpie de changement de phase d'un fluide à l'état de saturation. Ils garantissent ainsi de faibles gradients de températures. Grâce à leur fiabilité, leur autonomie et leur encombrement réduit, les caloducs sont des technologies dont le développement est en plein essor.

La compréhension de la physique mise en jeu dans ces systèmes requiert une modélisation numérique fine des phénomènes régissant les transferts de masse et de chaleur qui s'y produisent. Cette thèse s'intéresse plus particulièrement à la modélisation des échanges au sein des deux technologies particulières que sont les caloducs à pompage capillaire à rainures axiales et les caloducs tournants.

Ce mémoire fournit d'abord, dans les deux premiers chapitres, une présentation générale des caloducs et des phénomènes physiques intervenant dans leur fonctionnement.

Suit, une caractérisation complète de la micro-région située en haut des rainures des évaporateurs de caloducs rainurés. Cette région constitue une zone d'échange privilégiée. Des résultats originaux sont mis en évidence et sont établies, en particulier, des corrélations permettant de modéliser précisément cette micro-région au sein de modèles macroscopiques d'évaporateur. Le modèle utilisé pour la description de la micro-région est ensuite étendu à la caractérisation des transferts de masse et de chaleur au sein du film de liquide le long d'un caloduc tournant. Les résultats permettent alors de quantifier l'influence de certaines conditions de fonctionnement du caloduc sur ses performances.

Enfin, à l'aide du code Trio\_U développé au CEA-Grenoble, de premières caractérisations de comportement à l'interface liquide/vapeur sont effectuées pour des situations d'écoulements simples avant d'envisager d'étendre nos premiers travaux à la modélisation thermo- hydraulique d'un caloduc complet.

**MOTS-CLES :** capillarité, changement d'état, thermocinétique - transferts thermiques, couches minces, simulation par ordinateur.

## Abstract

Heat pipes are highly efficient devices thanks to the use of latent enthalpy of a fluid at saturation state characterizing the liquid/vapour phase change. They can transfer heat flux maintaining little temperatures gradients. Thanks to their reliability, their autonomy and their little size, they are more and more used in many applications.

The better understanding of physical phenomena interfering in these systems requires an accurate numerical modelling of heat and mass transfers. This thesis particularly focuses on the transfers modelling in two main different technologies: grooved heat pipes and rotating heat pipes.

In a first chapter, a general description of heat pipes is exposed. The second chapter focuses on the description of the physical phenomena occurring in such devices.

In grooved heat pipes, important part of the heat flux injected goes through a little region called micro-region. It is localized at the top of the grooves in the evaporator. A model of this region is presented where original results are exposed; correlations are notably proposed to characterize precisely this zone in a macroscopic model of evaporator. The model used here is then adapted to the description of heat and mass transfer through the liquid film along a rotating heat pipes. The results obtained permits to show the influence of the different operating conditions on the heat pipe performances.

Finally, thanks to software developed by the CEA-Grenoble, Trio U, first characterisations of the behaviour of liquid/vapour interface are done for simple two phase flows. This study will permit, in the future, to complete the previous modellings: the final aim is to develop a complete thermo-hydraulic model of heat pipe.

**KEYWORDS:** Capillarity, change of state, heat transmission- heat transfer, thin films, computer simulation.