



**HAL**  
open science

# Modélisation instationnaire des transferts de masse et de chaleur au sein des évaporateurs capillaires

Clément Louriou

► **To cite this version:**

Clément Louriou. Modélisation instationnaire des transferts de masse et de chaleur au sein des évaporateurs capillaires. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 2010. Français. NNT: 2010INPT0083 . tel-04274926

**HAL Id: tel-04274926**

**<https://theses.hal.science/tel-04274926>**

Submitted on 8 Nov 2023

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

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



# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par *l'Institut National Polytechnique de Toulouse*  
Discipline ou spécialité : *Energétique et Transferts*

---

Présentée et soutenue par

**Clément LOURIOU**

*Soutenue le 13 Décembre 2010*

***Modélisation instationnaire des transferts de masse et de chaleur au sein des évaporateurs capillaires***

---

### JURY

Yves Bertin	Professeur à l'ENSAM (Institut Pprime LET)	Président
Vincent Platel	MCF à l'Université de Pau (LaTEP)	Rapporteur
Frédéric Lefevre	Professeur à l'INSA Lyon (CETHIL)	Rapporteur
Marc Prat	Directeur de recherches au CNRS (IMFT)	Directeur de thèse
Tarik Kaya	Professeur à l'Univ. de Carleton Canada	Membre
Stéphane Launay	MCF à Polytech Marseille (IUSTI)	Membre
Amaury LarueDeTournemine	Ingénieur au CNES	Membre
Vincent Dupont	Ingénieur chez EHP	Membre

---

**Ecole doctorale :** *Mécanique, Energétique, Génie civil et Procédés (MEGeP)*  
**Unité de recherche :** *Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT)*  
**Directeur(s) de Thèse :** Marc Prat

## Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse, Marc Prat pour le temps et la patience qu'il m'a accordé pendant ces années de thèse. Son encadrement et sa disponibilité m'ont permis de réaliser ce travail dans des conditions idéales. L'aide et les conseils qu'il m'a apporté m'ont familiarisé avec la recherche scientifique.

Je souhaite également remercier tout particulièrement mon second encadrant, Amaury LarueDeTournemine pour sa confiance depuis mon stage de fin d'études jusqu'à la fin de ma thèse.

Mes remerciements s'adressent aussi à Vincent Platel et Frédéric Lefevre qui m'ont fait l'honneur d'examiner et d'évaluer mon travail. Leurs remarques et conseils ont été constructifs. Je remercie également Yves Bertin d'avoir présidé le jury ainsi que Tarik Kaya, Stéphane Launay, Vincent Dupont et Typhaine Coquard qui ont accepté de participer à celui-ci.

Je remercie tous les membres du groupe GEMP de l'IMFT pour leur accueil, en particulier Manuel Marcoux et Paul Duru pour leurs aides et conseils sur les dispositifs expérimentaux que j'ai eu à réaliser. Je tiens à y associer Lionel Lefur, technicien du groupe, grâce à qui ces travaux expérimentaux ont pu être menés à bien dans les meilleures conditions possibles.

Je remercie très chaleureusement tous les doctorants et post-doctorants du groupe (anciens, présents et nouveaux) pour ces trois bonnes années passées en leur compagnie qui fût toujours très agréable.

Je remercie ma famille pour m'avoir soutenu jusqu'à la toute fin de mes études.

Je remercie mon frère, Benoît (ça fera 2 !).

Enfin, je remercie Amandine pour tout.



## Résumé

Dans ce travail, nous nous intéressons à la dynamique de croissance d'une poche de vapeur par vaporisation en milieu poreux, en relation avec l'analyse des transferts couplés de masse et de chaleur dans les mèches poreuses des boucles fluides diphasiques à pompage capillaire. Nous proposons un modèle pour les régimes transitoires, régimes encore très mal compris en dépit de leur grande importance pratique (phase de démarrage, variations de puissance, etc.). Une approche de type "réseau de pores" est adoptée et permet de prédire la distribution des phases à l'échelle de l'espace des pores.

Dans une étape préliminaire, une étude spécifique de drainage (déplacement d'un fluide mouillant par un fluide non mouillant) par pressurisation du fluide envahisseur est abordée. Cette étape, nécessaire au développement et au test d'un algorithme de croissance de poche de gaz, permet de valider le modèle hydrodynamique quantitativement par une étude expérimentale dédiée. Il est mis en évidence le rôle des films liquides et de la compressibilité du gaz.

Le modèle est ensuite complété par l'ajout des transferts thermiques et du changement de phase. Ici encore, une étude expérimentale dédiée est proposée, afin de valider l'outil numérique mis en place. Enfin, un ultime ajout au modèle permet de prendre en compte les phénomènes particuliers liés à l'imbibition (déplacement d'un fluide non mouillant par un fluide mouillant). Des résultats statistiques concernant la réponse dynamique d'une poche de vapeur à l'application d'une densité de puissance sont présentés, ainsi que certaines situations oscillantes dans la mèche poreuse. Nous finissons par discuter de l'influence du re-mouillage de la mèche poreuse, phénomène qui entraîne une hystérésis significative.

Mots clés : Boucle fluide diphasique à pompage capillaire - Milieu poreux – Changement de phase – Capillarité – Thermique – Réseaux de pores - Diphasique



## Abstract

We study the dynamic of a vapour pocket growing by vaporisation in a porous medium, in relation with the analysis of coupled heat and mass transfers in the porous wick of loop heat pipes (LHP). We propose a model for transient modes, which are still poorly understood in spite of their importance (start-ups, power transitions, etc.). This work is based on a pore network approach enabling us to predict the phase distribution at the pore space scale.

In a preliminary step, a study of drainage (displacement of a wetting fluid by a non wetting one) by pressurisation of the invading fluid is performed. This step is necessary for the development and the test of the vapour pocket growing algorithm. A quantitative validation of the hydro-dynamical model is obtained thanks to a dedicated experimental study. The influence of liquid films as well as gas compressibility is investigated.

Our model is then improved to deal with heat transfer and phase change. Again, a dedicated experimental study is performed in order to validate the numerical tool. The model is finally improved a last time to deal with the effects due to imbibition mechanisms (displacement of a non wetting fluid by a wetting one). Statistical results concerning the dynamic response of a vapour pocket to the application of a power density are presented, and some specific oscillating situations in the wick are identified. We finish discussing the influence of the re-wetting of the porous wick, a phenomenon which induces a significant hysteresis effect.

Key words: Loop heat pipe – Porous media – Phase change – Capillarity – Heat sciences – Pore network models – Two phase





## Table des matières

INTRODUCTION GENERALE.....	- 1 -
----------------------------	-------

---

### Partie 1 : Les boucles fluides diphasiques à pompage capillaire, principe et modélisation

---

CHAPITRE I	ELEMENTS BIBLIOGRAPHIQUES	- 11 -
I.1	Les boucles fluides diphasiques à pompage capillaire.....	- 11 -
I.2	L'évaporateur capillaire .....	- 20 -
I.3	Transferts de chaleur et de masse avec changement de phase en milieu poreux -	25 -
I.4	Conclusion.....	- 30 -
CHAPITRE II	MODELISATION STATIONNAIRE D'UNE LHP PAR UNE APPROCHE MIXTE NODALE / RESEAU DE PORES	- 31 -
II.1	Influence de la boucle sur l'évaporateur capillaire .....	- 31 -
II.2	Modèle mixte nodal/réseau de pores .....	- 35 -
II.3	Flux thermique parasite .....	- 40 -
II.4	Résultats du modèle mixte de LHP .....	- 43 -
II.5	Conclusion.....	- 47 -

---

### Partie 2 : Déplacement d'un fluide mouillant par un fluide non mouillant en milieu poreux par pressurisation

---

CHAPITRE III	MODELE NUMERIQUE DE DRAINAGE ISOTHERME EN MILIEU POREUX PAR PRESSURISATION	- 53 -
III.1	Modèle géométrique.....	- 53 -
III.2	Modèle hydrodynamique.....	- 56 -
III.3	Algorithme de croissance .....	- 63 -
III.4	Films dynamiques .....	- 67 -
III.5	Amas piégés .....	- 69 -
III.6	Conclusion.....	- 70 -

CHAPITRE IV	VALIDATION EXPERIMENTALE DU MODELE NUMERIQUE DANS UNE SITUATION 1D (TUBES CAPILLAIRES)	- 71 -
IV.1	Matériel expérimental .....	- 71 -
IV.2	Techniques de mesures.....	- 73 -
IV.3	Protocole expérimental.....	- 74 -
IV.4	Modèle numérique.....	- 75 -
IV.5	Résultats .....	- 75 -
IV.6	Exploitation .....	- 83 -
IV.7	Conclusion.....	- 85 -
CHAPITRE V	VALIDATION EXPERIMENTALE DU MODELE NUMERIQUE DE DRAINAGE ISOTHERME DANS UN RESEAU DE PORES	- 87 -
V.1	Matériel expérimental .....	- 87 -
V.2	Techniques de mesures.....	- 91 -
V.3	Protocole expérimental.....	- 91 -
V.4	Modèle numérique.....	- 91 -
V.5	Résultats .....	- 92 -
V.6	Conclusion.....	- 104 -

---

Partie 3 : Croissance d'une poche de vapeur par vaporisation dans un milieu  
poreux

---

CHAPITRE VI	ÉTUDE NUMERIQUE ET EXPERIMENTALE DE LA DYNAMIQUE DE CROISSANCE D'UNE POCHE DE VAPEUR PAR VAPORISATION DANS UN MILIEU POREUX	- 111 -
VI.1	Modèle de réseau de pores thermique .....	- 111 -
VI.2	Dispositif expérimental .....	- 124 -
VI.3	Résultats expérimentaux .....	- 128 -
VI.4	Confrontation des résultats numériques et expérimentaux .....	- 136 -
VI.5	Etude d'un réseau comportant un plus grand nombre de pores .....	- 142 -
VI.6	Application à un évaporateur capillaire.....	- 149 -
VI.7	Conclusion.....	- 153 -

---



---

Partie 4 : Application à un évaporateur capillaire, étude des phénomènes  
transitoires

---

CHAPITRE VII	MODELISATION DE L'IMBIBITION	- 161 -
VII.1	Situations d'imbibition dans la mèche poreuse d'une LHP .....	- 161 -
VII.2	Déplacement par imbibition dans un réseau de pores .....	- 163 -
VII.3	Conclusion.....	- 174 -
CHAPITRE VIII	EXPLOITATION DU MODELE DANS UNE SITUATION D'EVAPORATEUR CAPILLAIRE	- 177 -
VIII.1	Modèle numérique.....	- 177 -
VIII.2	Simulation d'une situation de démarrage.....	- 182 -
VIII.3	Phénomène d'oscillation .....	- 195 -
VIII.4	Conclusion.....	- 203 -
CHAPITRE IX	ETUDE D'UN PHENOMENE D'HYSTERESIS DANS LA STRUCTURE POREUSE	- 205 -
IX.1	Modèle numérique.....	- 205 -
IX.2	Application d'un échelon de puissance.....	- 208 -
IX.3	Conclusion.....	- 222 -
CONCLUSION GENERALE	.....	- 225 -
REFERENCES	.....	- 233 -
ANNEXES	.....	- 241 -



## Nomenclature

$a$	Distance entre deux nœuds « solides »	m
$A$	Coefficient des pertes de pression dans la boucle	$m^{-1}$
$C_p$	Capacité thermique	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
$d$	Distance entre deux nœuds « fluides »	m
$D_H$	Diamètre hydraulique	m
$e$	Profondeur d'un lien ou d'un pore	m
$e_m$	Épaisseur de la base du réseau	m
$g$	Conductance hydraulique	$m^3$
$h$	Coefficient d'échange thermique	$W.m^{-2}.K^{-1}$
$H$	Enthalpie massique	$J.kg^{-1}$
$K$	Perméabilité	$m^2$
$l$	Largeur d'un lien	m
$L$	Longueur du milieu poreux	m
$L_v$	Chaleur latente de vaporisation	$J.kg^{-1}$
$m$	Masse	kg
$\dot{m}$	Débit massique	$kg.s^{-1}$
$M$	Masse molaire	$kg.mol^{-1}$
$P$	Pression	Pa
$P_c, P_{cap}$	Pression capillaire	Pa
$P_g, P_{gaz}$	Pression dans la poche de gaz	Pa
$q$	Débit massique	$kg.s^{-1}$
$q_l$	Débit volumique	$m^3.s^{-1}$
$Q$	Flux thermique	W
$Q_v$	Taux de compression volumique	$m^3.s^{-1}$
$r$	Rayon de courbure	m
$R$	Constante universelle des gaz parfaits	$J.mol^{-1}.K^{-1}$
$t$	Temps	s
$S$	Surface	$m^2$
$T$	Température	K
$U$	Vitesse	$m.s^{-1}$

$V$	Volume	$m^3$
$W$	Largeur du milieu poreux	$m$
$x$	Titre en vapeur d'un volume fluide	

**Nombres sans dimension**

Ca	Nombre Capillaire
M	Rapport des mobilités
Nu	Nombre de Nusselt
Re	Nombre de Reynolds

**Lettres grecques**

$\alpha$	Coefficient d'échange thermique	$W.m^{-2}.K^{-1}$
$\varepsilon$	Porosité	
$\theta$	Angle de contact	deg
$\lambda$	Conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
$\mu$	Viscosité dynamique	Pa.s
$\nu$	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
$\rho$	Masse volumique	$kg.m^{-3}$
$\sigma$	Tension superficielle	$N.m^{-1}$

**Indices**

$a$	Ailette
$c, cap$	Capillaire
$eq$	Equivalent
$f$	Fluide
$int$	Interface
$l, liq$	Liquide
$m$	Mouillant
$nm$	Non mouillant
$sat$	Saturation
$v, vap$	Vapeur







# Introduction

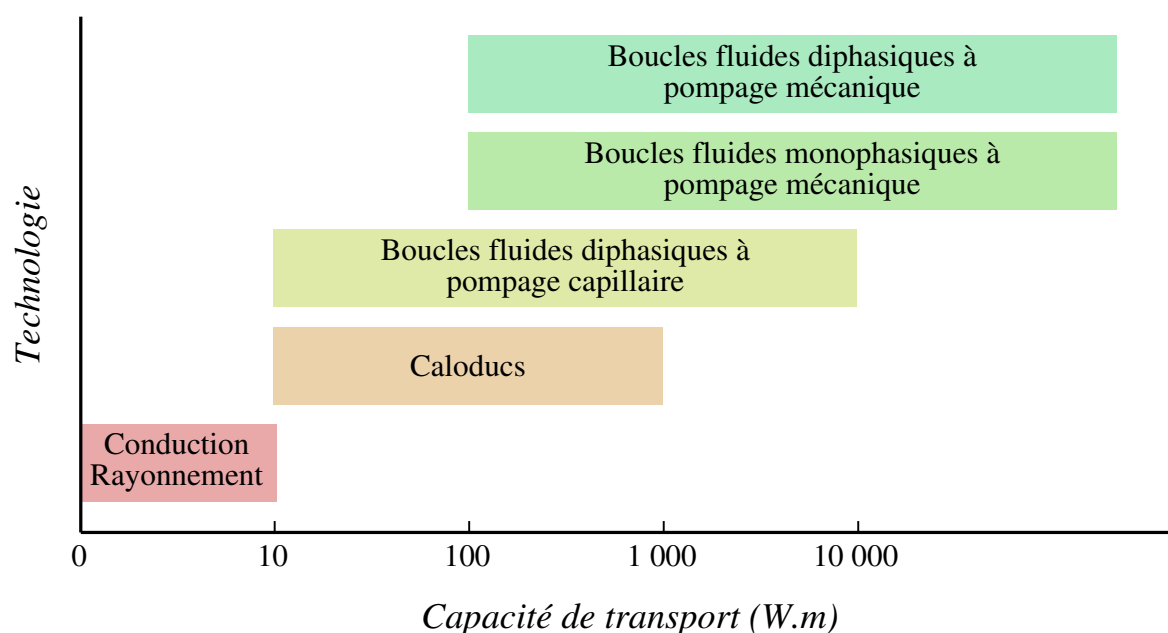
A mesure que la capacité d'intégration des composants électroniques augmente (loi de Moore), la gestion de la dissipation thermique devient de plus en plus délicate. Un large domaine de l'ingénierie se retrouve maintenant confronté à d'importants défis concernant le contrôle thermique, afin d'évacuer des densités de flux thermiques toujours plus importantes. Nous pouvons citer par exemple les besoins en refroidissement des microprocesseurs ou de l'électronique de puissance embarquée dans les transports terrestres (routiers et ferroviaires) et dans l'aéronautique. Cette problématique touche également le secteur spatial, qui est confronté de surcroît à un autre défi majeur de par les contraintes environnementales auxquelles il doit faire face.

En effet, si le refroidissement de l'électronique est classiquement assuré par de la convection forcée, rendue possible par une circulation d'air générée par un ventilateur pour les applications terrestres, cela est évidemment impossible dans le domaine spatial.

## Le contrôle thermique des engins spatiaux

Les objectifs dévolus au contrôle thermique sont nombreux. Il s'agit de maintenir tous les équipements dans des gammes de températures données durant toute les phases de la mission (mise à poste, vie opérationnelle, ...), pour tous leurs modes de fonctionnement (qui peuvent être très variés, batteries, camera, ...) ainsi que pour tous leurs types d'activités (stockage, tir, survie, ...). L'environnement très particulier des engins spatiaux (vide, micropesanteur, ...), n'autorise que le rayonnement comme mode d'échange thermique avec l'extérieur. De plus, l'évolution d'un satellite sur son orbite peut faire changer brutalement ses conditions environnementales suivant qu'il est exposé ou non au soleil (la température des surfaces peut évoluer très rapidement de plusieurs centaines de degrés).

Le contrôle thermique d'un satellite repose sur l'équilibre entre les flux thermiques dissipés par les équipements (essentiellement par effet Joule), les flux externes absorbés et les flux rayonnés vers l'espace. Pour maîtriser les flux externes, le satellite est tout d'abord isolé au maximum de son environnement (des matelas dits « super isolants » sont utilisés) et les flux sortants sont contrôlés par des zones radiatives (radiateurs) disposées sur les faces externes. Les flux internes sont gérés par différents systèmes qui transportent la chaleur depuis les éléments dissipatifs (sources chaudes à refroidir) vers les radiateurs (sources froides). La figure 1 présente les différentes technologies utilisées pour assurer ces échanges thermiques sur les engins spatiaux en fonction de leur capacité de transport.



**Figure 1 : Capacités de transport des différentes technologies utilisées pour le contrôle thermique des engins spatiaux (CNES).**

L'accroissement de la puissance embarquée (et donc de la dissipation thermique) a conduit à développer des technologies ayant des capacités de transport de plus en plus importantes. Des systèmes de refroidissement diphasiques utilisant un fluide caloporteur ont alors été développés pour palier les limites physiques de la conduction pure. Ces dispositifs ayant une grande capacité de transport, ils sont également de plus en plus utilisés pour des applications terrestres.

Quatre systèmes peuvent globalement être recensés (voir figure 1), parmi lesquels les caloducs, qui sont les premiers systèmes de refroidissement diphasiques à avoir été utilisés et qui sont encore aujourd'hui largement majoritaires dans le domaine spatial. Leur capacité de transport est cependant limitée et commence à devenir insuffisante pour certaines applications. Des boucles fluides ont alors été développées afin d'accroître encore la capacité de transport de ces systèmes diphasiques. Parmi les boucles fluides à pompage mécanique, les technologies monophasiques sont largement utilisées depuis de nombreuses années. Par contre, le pompage mécanique étant particulièrement délicat à maîtriser en diphasique, ces technologies sont encore très peu utilisées dans le domaine spatial. De plus, bien qu'ils présentent de réels avantages en terme de capacité de transport et de régulation en température, des systèmes complètement passifs y sont habituellement préférés car la maintenance est généralement proscrite sur les engins spatiaux. Enfin, les boucles fluides diphasiques à pompage capillaires allient à la fois le caractère passif des caloducs et une grande capacité de transport. De plus, elles fonctionnent à phases séparées (à la différence des caloducs), ce qui est très avantageux en terme d'intégration avec les différents composants, le découplage des zones d'échanges permettant d'augmenter les applications possibles, notamment sur les grandes structures.

Malgré l'intérêt évident des boucles fluides diphasiques à pompage capillaire, celles-ci sont encore très peu utilisées dans le domaine spatial car certains modes de leur fonctionnement restent encore partiellement incompris. Un des objectifs de ce travail est

d'aider à la compréhension de certains aspects de fonctionnement des boucles de type LHP (Loop Heat Pipe).

## Contexte de l'étude

Depuis l'apparition des boucles fluides diphasiques à pompage capillaires aux Etats-Unis et en Russie durant les années 1960, de nombreuses études, à la fois théoriques et expérimentales, ont été menées afin de les caractériser complètement. Leur application dédiée étant le contrôle thermique des satellites, un très haut niveau de qualification est nécessaire avant de pouvoir utiliser ce système. De plus, même si leur principe de fonctionnement est bien connu, des questions sur leur comportement restent encore sans réponses claires. Parmi celles-ci, les plus importantes concernent l'évaporateur avec en particulier les transferts dans le milieu poreux ainsi que dans la zone évaporateur/réservoir et de manière générale la réponse de ce système lors des phases transitoires.

Aucune expérience détaillée n'ayant été réalisée jusqu'à maintenant sur le milieu poreux dans son environnement et notamment aucune visualisation n'étant disponible, de nombreuses questions restent ouvertes, en particulier concernant la répartition des phases dans cet élément. Le recours aux calculs numériques a permis à plusieurs auteurs de faire des premières analyses numériques dans les années 1990 ([Cao and Faghri (1994)], [Deminov and Yatsenko (1994)] et [Figus (1996)]) avec pour objectif de prévenir et de maîtriser le désamorçage de la boucle, ce qui passait nécessairement par la compréhension fine des transferts au niveau du milieu poreux. Ils ont notamment montré qu'une poche de vapeur était susceptible de se développer dans la mèche, ce qui pouvait expliquer une des limites de fonctionnement. Plus tard, une étude plus complète (réalisée par [Coquard (2006)]) a permis de proposer plusieurs pistes d'optimisation de l'évaporateur, toujours en étudiant de façon détaillée les transferts dans le milieu poreux pour des régimes stationnaires. L'influence de la poche de vapeur sur les performances de l'évaporateur a alors été étudiée de façon extensive.

Une seconde difficulté concerne l'utilisation de ces systèmes en environnement spatial (et donc en absence de gravité). Mener des expériences en microgravité s'avère particulièrement compliqué par rapport aux expériences réalisables au sol. Pour cela, il serait très avantageux de pouvoir obtenir des systèmes ayant un fonctionnement indépendant de la gravité. Si cette technologie peut théoriquement fonctionner correctement avec ou sans gravité, des différences ont néanmoins été observées avec les comportements en laboratoire pour certaines boucles. L'origine suspectée de ces différences réside dans la répartition des phases dans le lien entre l'évaporateur et le réservoir. Les premières études expérimentales sur ce sujet ont été réalisées par [d'Entremont and Ochterbeck (2010)], qui ont proposé une visualisation de la répartition des phases dans cette zone. [Soler (2009)] a également proposé un modèle dynamique, qui a permis de mettre en évidence la participation de cette zone sur les échanges dans la boucle et d'expliquer certains fonctionnements déjà observés expérimentalement comme des phénomènes d'oscillations.

Enfin, il existe de nos jours de nombreux modèles de boucles diphasiques à pompage capillaire basés sur des approches nodales permettant de retrouver de façon précise (bien que non prédictive) leur fonctionnement pour des régimes stationnaires et transitoires. Cependant, le comportement du milieu poreux pendant les phases transitoires est encore mal connu. Le démarrage en particulier pose encore de nombreuses questions. En effet, plusieurs expériences ayant été réalisées concernant le démarrage des LHPs ont mis en évidence différents scénarii

de démarrages, certains comportements étant d'ailleurs quelques fois non suspectés et non désirables. Des questions restent donc encore sans réponse par un manque de modèles dynamiques détaillés des transferts ayant lieu dans la mèche poreuse. Le travail proposé ici vise à combler ce manque par l'étude des transferts transitoires de masse et de chaleur dans un élément d'évaporateur capillaire. Il se situe donc à la fois dans une logique d'investigation concernant des phénomènes pouvant avoir lieu dans la mèche poreuse lors des régimes transitoires, mais également, en complément du modèle de [Coquard (2006)], comme un outil permettant de développer des modèles entièrement prédictifs à l'échelle du système. Il reste toutefois un point très important encore très peu étudié dans ce contexte, qui est la nucléation dans le milieu poreux (ou plus généralement dans l'évaporateur). En effet, toutes les études proposées jusqu'à maintenant, tout comme celle-ci, se basent sur une approche très simplifiée de cet aspect qui mériterait d'être étudié beaucoup plus rigoureusement.

## Objectifs

Comme nous l'avons dit, de nombreux travaux, tant expérimentaux que numériques ont été réalisés à l'échelle du système. Par contre, il reste encore beaucoup à faire en vue de la compréhension fine des transferts au niveau de la mèche poreuse. Nous proposons ici un modèle numérique transitoire de transferts de masse et de chaleur avec changement de phase en milieu poreux. Ce modèle n'a pas la prétention de simuler complètement le comportement d'un évaporateur capillaire pour plusieurs raisons. Tout d'abord, celui-ci est bidimensionnel, ce qui masque un certain nombre d'aspects concernant le mode de croissance de l'interface dans le milieu poreux réel. Ensuite, les conditions aux limites ne sont pas complètement représentatives de celles d'une boucle (de la même façon que le modèle de [Coquard (2006)]), même si l'on verra comment il est possible de remédier à ce manque, au moins pour les régimes stationnaires. Enfin, la taille du milieu poreux pouvant être étudié grâce à notre approche est trop petite pour être complètement représentative de celle d'un évaporateur capillaire.

Dans ce cadre, notre étude vise à apporter plusieurs éléments de compréhension pour les phénomènes transitoires ayant lieu dans un évaporateur capillaire, que ce soit lors des phases de démarrage ou lors de changements de puissances. Un élément important que nous allons étudier est par exemple l'influence de la charge thermique sur la dynamique de démarrage et les différents modes de croissance de l'interface qui lui sont associés. Un phénomène d'hystérésis pour les situations stationnaires sera également analysé puisque l'imbibition est prise en compte dans notre modèle, ce qui n'était pas le cas avec les modèles précédents ([Figus et al. (1999)], [Coquard (2006)]). Nous allons aussi mettre en évidence une source possible d'oscillations au sein du milieu poreux.

## Plan du manuscrit

La première partie nous permettra de présenter en détail la technologie et le fonctionnement des boucles fluides diphasiques à pompage capillaire, en insistant sur l'évaporateur. Tout d'abord grâce à une étude bibliographique présentée au chapitre I, puis, avec le chapitre II, où nous reprendrons le modèle développé par [Coquard (2006)] et le compléterons afin de pouvoir l'utiliser pour une analyse à l'échelle du système.

Dans une deuxième partie, on s'éloignera légèrement du sujet pour se focaliser sur la modélisation diphasique en milieu poreux, l'aspect thermique étant mis de côté. Nous présenterons le modèle hydrodynamique développé ainsi que sa validation expérimentale quantitative. On montrera que le modèle est parfaitement adapté pour simuler une situation de drainage (phénomène ayant lieu lors de l'installation d'une poche de vapeur dans la mèche poreuse d'un évaporateur capillaire) et ce pour plusieurs régimes allant d'un régime purement capillaire jusqu'à un régime purement visqueux.

La troisième partie nous permettra de nous recentrer sur notre problématique, en présentant un développement du modèle hydrodynamique prenant en compte les transferts thermiques ainsi que le changement de phase. Nous présenterons également dans cette partie une validation expérimentale de ce nouveau modèle thermique. Des premiers résultats intéressants concernant le comportement d'un évaporateur capillaire seront également tirés de cette étude numérique et expérimentale. Nous verrons notamment suivant quels modes de croissance la poche de vapeur est susceptible de se développer. La possibilité de générer des comportements jusqu'alors non suspectés, comme la présence de films de liquide ou d'un « effet caloduc » par exemple sera également analysée.

Enfin, nous présenterons en début de quatrième partie la dernière évolution apportée à notre modèle, qui permet d'intégrer le phénomène d'imbibition (réinvasion de la poche de vapeur par du liquide). Puis les deux derniers chapitres seront dévolus à l'exploitation du modèle, tout d'abord d'un point de vue statistique en étudiant la réponse du milieu poreux à l'application d'une charge thermique, mais aussi en analysant une situation particulière d'oscillations pouvant se produire dans celui-ci (indépendantes des oscillations classiquement observées dans les LHPs à l'échelle du système). Enfin, le dernier chapitre présentera une étude concernant un phénomène d'hystérésis au niveau de l'évaporateur, le modèle sera alors utilisé en régime stationnaire.

En conclusion, nous insisterons sur la nécessité de faire évoluer le modèle pour des situations transitoires représentant des changements de puissance où les conditions aux limites seraient représentatives d'une LHP. Nous donnerons des pistes pour atteindre cet objectif.



# Partie 1

## Les boucles fluides diphasiques à pompage capillaire, principe et modélisation

Cette première partie nous permet de présenter la technologie des boucles fluides diphasiques à pompage capillaire (que nous appellerons LHP pour « Loop Heat Pipes » dans la suite), en étudiant leur origine, leur principe de fonctionnement, leurs applications ainsi que leurs développements en cours et futurs. Nous réaliserons un bref état de l'art des modèles développés pour décrire leur fonctionnement à l'échelle du système, mais également des expériences menées afin de mettre en exergue quelques comportements particuliers. Nous nous intéresserons ensuite plus en détail aux études numériques et expérimentales concernant l'évaporateur capillaire qui reste un élément clé dans le fonctionnement des LHPs. Enfin, une synthèse bibliographique concernant les transferts de masse et de chaleur en milieu poreux sera présentée afin de justifier les choix réalisés dans notre modélisation.

En guise de conclusion de cette première partie, le deuxième chapitre de ce travail présente un modèle original à l'échelle système, développé à partir d'une représentation fine des transferts dans le milieu poreux. Ce modèle, alliant à la fois une représentation de la mèche poreuse à l'échelle des pores et une représentation nodale plus classique à l'échelle du système, nous a permis de retrouver le fonctionnement caractéristique d'une LHP. Ce premier résultat nous conforte dans l'utilisation de modèles plus détaillés au niveau du milieu poreux pour expliquer le fonctionnement d'un évaporateur capillaire dans un premier temps mais également d'une LHP.





---

## Sommaire

---

CHAPITRE I	ELEMENTS BIBLIOGRAPHIQUES	- 11 -
I.1	Les boucles fluides diphasiques à pompage capillaire.....	- 11 -
I.1.1	<i>Principe des LHPs</i> .....	- 11 -
I.1.2	<i>Fonctionnement des LHPs</i> .....	- 14 -
I.1.3	<i>Modélisation des LHPs</i> .....	- 19 -
I.2	L'évaporateur capillaire .....	- 20 -
I.2.1	<i>Modélisation</i> .....	- 20 -
I.2.2	<i>Etudes expérimentales</i> .....	- 24 -
I.3	Transferts de chaleur et de masse avec changement de phase en milieu poreux -	25 -
I.3.1	<i>Modélisation</i> .....	- 26 -
I.3.2	<i>Interfaces fluides fluides en milieux poreux</i> .....	- 27 -
I.3.3	<i>Approche réseau</i> .....	- 28 -
I.4	Conclusion.....	- 30 -
CHAPITRE II	MODELISATION STATIONNAIRE D'UNE LHP PAR UNE APPROCHE MIXTE NODALE / RESEAU DE PORES	- 31 -
II.1	Influence de la boucle sur l'évaporateur capillaire .....	- 31 -
II.1.1	<i>Pertes de pressions négligeables dans la boucle</i> .....	- 31 -
II.1.2	<i>Pertes de pression non négligeables dans la boucle</i> .....	- 33 -
II.1.3	<i>Recherche d'une perméabilité optimale pour le milieu poreux</i> .....	- 34 -
II.2	Modèle mixte nodal/réseau de pores .....	- 35 -
II.2.1	<i>L'évaporateur</i> .....	- 36 -
II.2.2	<i>Les lignes liquides</i> .....	- 36 -
II.2.3	<i>Le condenseur</i> .....	- 37 -
II.2.4	<i>Le réservoir</i> .....	- 40 -
II.3	Flux thermique parasite.....	- 40 -
II.3.1	<i>Influence de l'interface mèche poreuse / ailette</i> .....	- 41 -
II.3.2	<i>Influence de la perméabilité du milieu poreux</i> .....	- 42 -
II.4	Résultats du modèle mixte de LHP .....	- 43 -
II.4.1	<i>Mèche poreuse saturée en liquide</i> .....	- 43 -
II.4.2	<i>Présence d'une poche de vapeur dans la mèche poreuse</i> .....	- 44 -
II.5	Conclusion.....	- 47 -



## Chapitre I Eléments bibliographiques

Nous allons présenter dans ce chapitre quelques éléments bibliographiques, en commençant par les boucles fluides diphasiques à pompage capillaire, puis nous descendrons progressivement vers un niveau de détail plus fin pour parler des évaporateurs capillaires et discuter finalement des transferts en milieux poreux.

### I.1 Les boucles fluides diphasiques à pompage capillaire

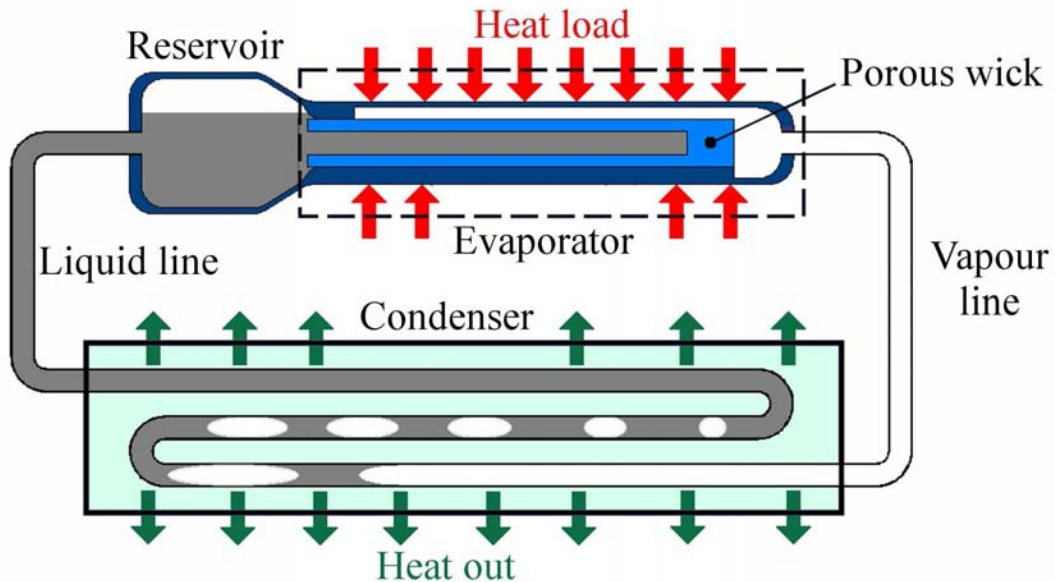
Deux types de boucles fluides diphasiques à pompage capillaire peuvent être recensées, les CPLs (Capillary Pumped Loops) et les LHPs (Loop Heat Pipes). Une troisième technologie peut également être mentionnée, bien que généralement considérée dans la famille des caloducs, ce sont les PHPs (Pulsating Heat Pipes). En effet, les PHPs, dont le développement est récent (début des années 1990), sont différents des deux autres systèmes car les phases ne sont pas séparées lors de leur fonctionnement et aucun milieu poreux n'est utilisé. Nous n'en parlerons pas ici, des détails concernant leur principe de fonctionnement peuvent être trouvés dans [Groll and Khandekar (2003)]. Les CPLs et les LHPs sont par contre très similaires, la seule différence entre ces deux technologies étant la position du réservoir dans la boucle (voir [Nikitkin and Cullimore (1998)]). La différence de fonctionnement essentielle est la réponse dynamique de ces deux technologies au démarrage, la CPL ayant besoin d'un pré conditionnement afin d'assurer un démarrage réussi, ce qui n'est pas le cas avec une LHP. Nous avons choisi de présenter ici le fonctionnement des LHPs en particulier, bien que tout ce qui va être dit concernant le milieu poreux puisse bien évidemment s'appliquer directement aux CPLs (en particulier lorsque l'on considère un cœur de mèche sous forme monophasique liquide, ce qui sera le cas dans toute notre étude).

#### I.1.1 Principe des LHPs

Les LHPs ([Maydanik (2005)]) sont des échangeurs de chaleur diphasiques permettant de transporter d'importantes quantités de chaleur sur des distances de quelques mètres, depuis une source chaude (élément dissipatif à réguler en température) jusqu'à une source froide. Pour cela, ils utilisent un fluide caloporteur sous forme diphasique qui exploite les propriétés énergétiques du changement d'état du fluide pour améliorer leurs performances. C'est également un dispositif passif (qui n'a besoin d'aucune source d'énergie extérieure), qui utilise les forces de tensions superficielles développées au sein d'un milieu poreux pour assurer la circulation du fluide.

La figure I.1 présente un schéma de principe d'une LHP. La chaleur à dissiper est appliquée au niveau de la paroi de l'évaporateur, puis elle est transférée par conduction jusqu'à une mèche poreuse saturée en liquide. La chaleur est ensuite utilisée pour vaporiser le liquide, l'énergie étant transmise à la vapeur. La vapeur créée est collectée par des cannelures

puis dirigée jusqu'au condenseur par l'intermédiaire d'une ligne monophasique vapeur. La vapeur se condense alors, l'énergie étant extraite par le condenseur. Enfin, le liquide créé est acheminé à l'évaporateur par le biais d'une ligne monophasique liquide où il va pouvoir se vaporiser à nouveau. C'est l'interface liquide-vapeur dans le milieu poreux qui crée le pompage capillaire assurant la circulation du fluide dans les lignes monophasiques et dans le condenseur.



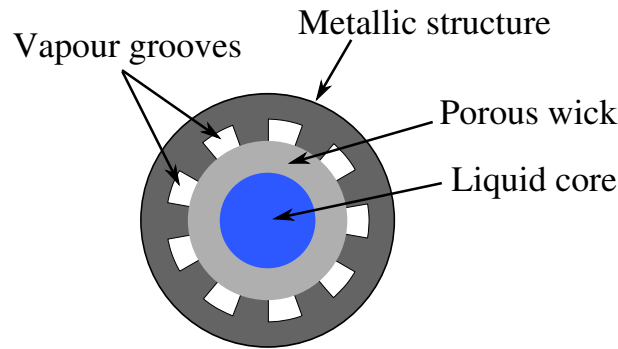
**Figure I.1 : Schéma d'une boucle fluide diphasique à pompage capillaire de type LHP.**

Une des particularités de ces systèmes (aussi bien les LHPs que les CPLs) est qu'ils sont modulables. On entend par là qu'à partir du schéma de principe présenté sur la figure I.1, il est possible de dupliquer certains éléments, comme l'évaporateur ou le condenseur pour les assembler en série ou en parallèle pour extraire une plus grande puissance ou encore pour réguler en température plusieurs éléments en même temps ([Binert et al. (1997)], [Hoang and Ku (2005)]). Cette technologie est également de plus en plus en vue pour le refroidissement des composants électroniques. De nombreux développements sont en cours pour essayer de miniaturiser ce système pour cette application particulière ([Maydanik et al. (2005)], [Li et al. (2010)]).

Voyons maintenant la spécificité de chaque élément composant une LHP.

#### *1.1.1.1 L'évaporateur*

L'évaporateur capillaire est sans conteste l'élément principal du système. Il permet à la fois de collecter la chaleur dissipée par l'élément à contrôler en température et de générer une surpression responsable de la circulation du fluide. Il existe plusieurs géométries d'évaporateur capillaire, cylindrique ou plan. Les évaporateurs plans sont particulièrement intéressants pour les miniLHPs ([Maydanik et al. (2003)], [Figus et al. (2003)]). La figure I.2 présente une vue en coupe d'un évaporateur cylindrique classique.



**Figure I.2 : Vue en coupe d'un évaporateur cylindrique**

La puissance est appliquée sur la surface extérieure du bâti métallique. Elle est ensuite transmise à la mèche poreuse par des ailettes usinées dans le bâti. Par ailleurs, le liquide provenant du réservoir est en contact avec la surface intérieure de la mèche (pour assurer une alimentation constante de la surface intérieure de la mèche en liquide, une mèche secondaire est parfois utilisée dont le rôle est de drainer le liquide présent dans le réservoir jusque dans le cœur de la mèche ([Riehl and Siqueira (2006)]). En raison du faible diamètre des pores dans la mèche, le liquide est pompé par capillarité jusqu'à la surface extérieure de la mèche. Les ailettes étant en contact avec la surface extérieure de la mèche, la chaleur est alors utilisée pour vaporiser le liquide. La vapeur ainsi créée est collectée par des cannelures usinées dans le bâti (voir figure I.2).

La capillarité joue donc un rôle essentiel. C'est la courbure de l'interface qui permet, en équilibrant les pressions entre la phase liquide et vapeur, de générer le saut de pression capillaire  $\Delta P_{cap}$  assurant le pompage du liquide dans la mèche. Ce saut de pression capillaire est inversement proportionnel au rayon de courbure de l'interface suivant la loi de Young-Laplace (Eq. I.1), écrite ici pour un tube capillaire de rayon  $r$  et un liquide parfaitement mouillant.

$$\Delta P_{cap} = P_{vap} - P_{liq} = \frac{2\sigma}{r} \quad \text{Eq. I.1}$$

Dans (Eq. I.1),  $\sigma$  est la tension superficielle de surface du fluide.

L'interface se trouvant dans un milieu poreux, celle-ci se présente sous la forme d'une multitude de ménisques dont le rayon de courbure peut en première approximation être considéré égal à la taille des pores. Le saut de pression capillaire va avoir le double rôle de pomper le liquide dans la mèche et d'endosser la surpression dans la vapeur générée par l'écoulement. En régime permanent, le saut de pression capillaire doit donc compenser exactement les pertes de pression générées par l'écoulement du fluide dans l'ensemble de la boucle (lignes fluides, condenseur et mèche poreuse). Ce système a l'avantage d'être auto-adaptatif, car les rayons de courbure des ménisques vont pouvoir s'ajuster d'eux-mêmes (sans action extérieure) pour satisfaire cette condition en fonction de la charge thermique appliquée, dans la limite du rayon minimal admissible (qui est le rayon minimal des pores).

### *I.1.1.2 Le réservoir*

Dans une LHP, le réservoir est indissociable de l'évaporateur, on parlera même du couple évaporateur/réservoir. Son rôle principal est de fixer les conditions thermodynamiques de fonctionnement du fluide. Il sert également de volume tampon, pouvant être plus ou moins rempli en fonction du besoin en liquide de la boucle, afin de s'adapter à différentes charges thermiques. Pour illustrer le rôle du réservoir en ce qui concerne la dilatation thermique du fluide, on peut prendre en exemple les caractéristiques de l'ammoniac dans les gammes classiques de fonctionnement d'une LHP. L'ordre de grandeur de la variation de sa masse volumique entre  $-40^{\circ}\text{C}$  et  $85^{\circ}\text{C}$  est de 30%, ce qui est loin d'être négligeable. De plus, les températures de fonctionnement d'une LHP dépendant essentiellement des conditions thermodynamiques dans celui-ci, il est alors possible d'avoir une action directe sur les températures de fonctionnement de la boucle en appliquant une charge thermique sur le réservoir. Cette action permet de contrôler de façon très précise le point de fonctionnement de la boucle et donc la température du bâti métallique, autrement dit de l'élément à contrôler en température. Cette méthode de contrôle actif de la température d'une LHP, ainsi que d'autres, sont présentées dans [Nikitkin et al. (1999)].

### *I.1.1.3 Les lignes fluides*

Les lignes liquides et vapeurs sont généralement considérées monophasiques et adiabatiques. Ce sont des conduites lisses afin de limiter le plus possible les pertes de pression, dont la seule fonction est de conduire le fluide de l'évaporateur au condenseur. Elles peuvent mesurer plusieurs mètres de long et éventuellement être souples, ce qui confère à la boucle une grande flexibilité pour s'adapter à tous types de géométries.

### *I.1.1.4 Le condenseur*

Il permet d'évacuer la chaleur absorbée par l'évaporateur. Il est relié thermiquement à un radiateur. Il est la plupart du temps constitué d'un tube lisse dans lequel la vapeur se condense, mais il est possible d'imaginer des conceptions optimisées améliorant les transferts thermiques.

## I.1.2 Fonctionnement des LHPs

Nous allons présenter ici le principe de fonctionnement général des LHPs, en traitant seulement les points essentiels, ou nous paraissant intéressants pour nos préoccupations. Une étude beaucoup plus exhaustive traitant de l'influence de nombreux paramètres (dont beaucoup que nous ne verrons pas ici), peut être trouvée dans la récente revue bibliographique réalisée par [Launay et al. (2007)].

### *I.1.2.1 Fluide caloporteur*

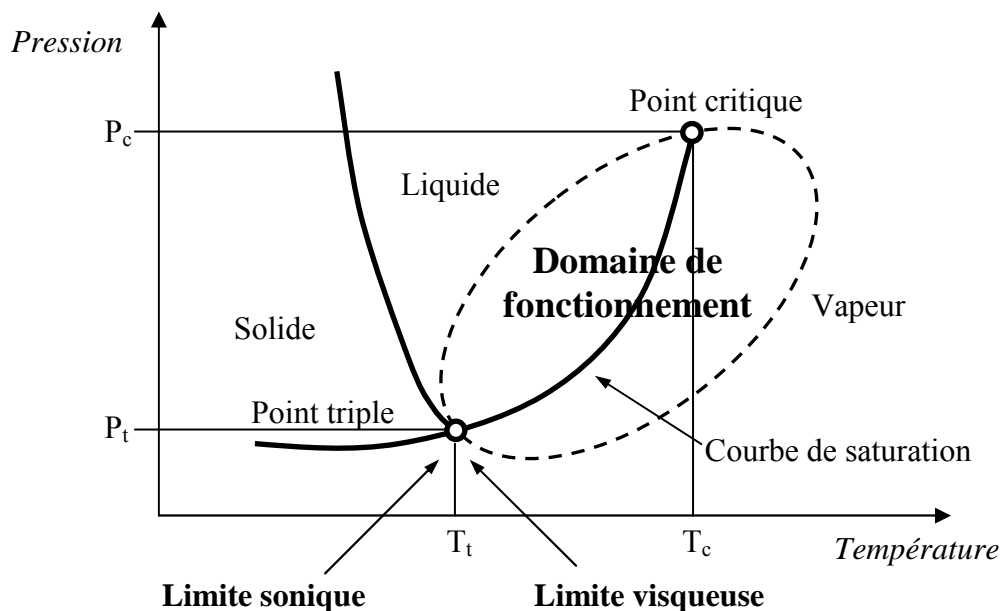
Le fluide de travail est un élément très important dans le dimensionnement d'une LHP. Plusieurs règles doivent être respectées concernant celui-ci.

Premièrement, les propriétés thermo-hydrauliques des fluides permettent de classer ceux-ci suivant leurs performances. La chaleur latente de vaporisation par exemple doit être la plus élevée possible, afin de transférer une puissance maximum par changement de phase sans engendrer un débit massique important (synonyme de pertes de pressions). De même, la masse volumique de la vapeur doit être élevée, tout comme les viscosités dynamiques du

liquide et de la vapeur doivent être faibles, dans l'objectif commun de limiter au maximum les pertes de pression générées par l'écoulement du fluide. Enfin la tension superficielle du fluide doit être la plus élevée possible afin d'avoir la possibilité de générer un fort saut de pression capillaire dans la mèche poreuse. Un nombre de mérite a été créé par certains auteurs ([Dunbar and Cadell (1998)] par exemple), qui reprend les différentes caractéristiques citées ci-dessus.

Il est également très important de s'intéresser à la compatibilité du fluide choisi avec les matériaux constitutifs de la boucle. En effet, le fluide doit être chimiquement stable et ne pas être corrosif pour les matériaux, au risque d'engendrer des gaz incondensables et de dégrader considérablement les performances de la LHP.

Enfin, il est également nécessaire de s'intéresser à la plage de fonctionnement des fluides (voir figure I.3). En effet, le domaine de fonctionnement des températures doit correspondre à des pressions de saturation acceptables. De plus, la température de fonctionnement du fluide doit se situer entre le point triple et le point critique. Toutefois, en pratique la plage de température utilisable est plus restreinte car les caractéristiques thermo physiques des fluides se dégradent fortement lorsqu'on s'approche des points extrêmes.



**Figure I.3 : Domaine de fonctionnement d'une LHP**

Dans le domaine spatial, le fluide le plus couramment utilisé est l'ammoniac, à la fois pour sa chaleur latente importante, mais également car il a un point triple bas. On rappelle que les gammes de fonctionnement classiques des LHP se situent entre  $-20\text{ °C}$  et  $60\text{ °C}$ .

### I.1.2.2 Régime permanent

En régime permanent, le saut de pression capillaire doit contrer les différentes pertes de pression présentes dans la boucle (Eq. I.2 dans le cas où les pertes de pression hydrostatiques sont négligées).

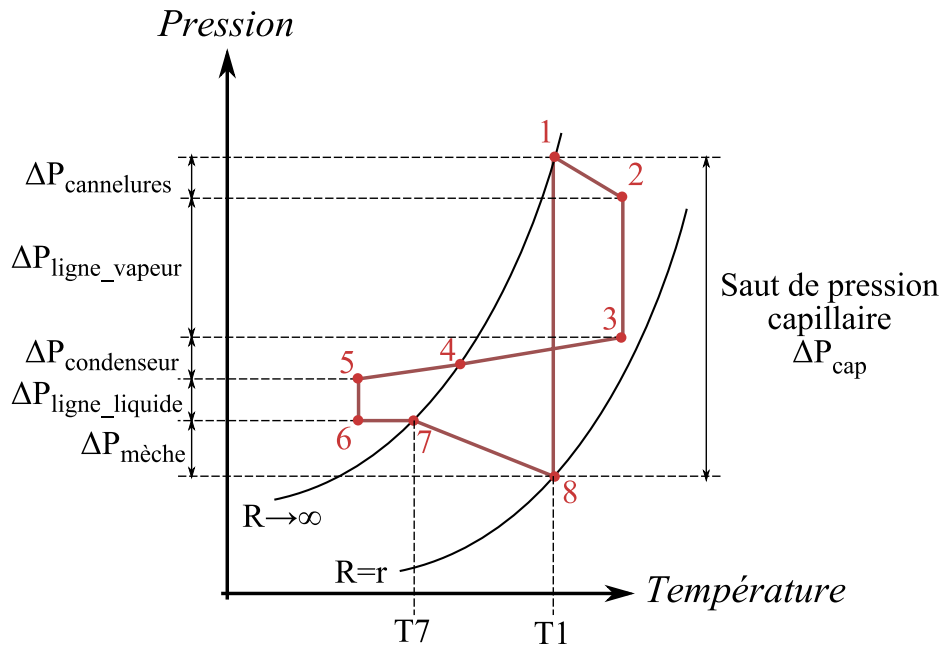
$$\Delta P_{\text{cap}} = \sum \Delta P_{\text{boucle}} = \Delta P_{\text{cannelures}} + \Delta P_{\text{ligne\_vapeur}} + \Delta P_{\text{condenseur}} + \Delta P_{\text{ligne\_liquide}} + \Delta P_{\text{mèche}} \quad \text{Eq. I.2}$$

La figure I.4 présente le cycle thermodynamique classique d'une LHP ([Ku (1999)]). Sur cette figure, il est porté la courbe de Clausius-Clapeyron correspondant à l'état d'équilibre liquide-vapeur dans le cas d'une interface plane ( $R \rightarrow \infty$ ) ainsi que la courbe donnant la valeur de la pression dans le liquide, situé du côté convexe de l'interface, lorsque celle-ci à un rayon de courbure ( $R=r$ ). Cette courbe est connue grâce à la relation de Laplace (Eq. I.1).

Sur le diagramme de la figure I.4, il est possible de suivre l'état thermodynamique du fluide dans la boucle :

- 1 → 2 : Pertes de pression et surchauffe dans les cannelures.
- 2 → 3 : Pertes de pression dans la ligne vapeur (la température reste constante car la ligne est supposée adiabatique).
- 3 → 4 : Pertes de pression et refroidissement de la vapeur jusqu'au front de condensation dans le condenseur.
- 4 → 5 : Pertes de pression et refroidissement du liquide jusqu'en sortie de condenseur.
- 5 → 6 : Pertes de pression dans la ligne liquide (supposée également adiabatique).
- 6 → 7 : Réchauffement du liquide sous-refroidi pour atteindre des conditions de saturation dans le réservoir.
- 7 → 8 : Pertes de pression et réchauffement du liquide à travers la mèche.
- 8 → 1 : Vaporisation à travers les ménisques et saut de pression capillaire.





**Figure I.4 : Cycle thermodynamique d'une LHP en régime permanent**

Le cycle thermodynamique présenté sur la figure I.4 permet de montrer que la circulation du fluide dans la boucle est possible grâce à la différence entre la température de saturation dans l'évaporateur (1) et la température de saturation dans le réservoir (7), générant ainsi une différence de pression aux bornes de l'évaporateur.

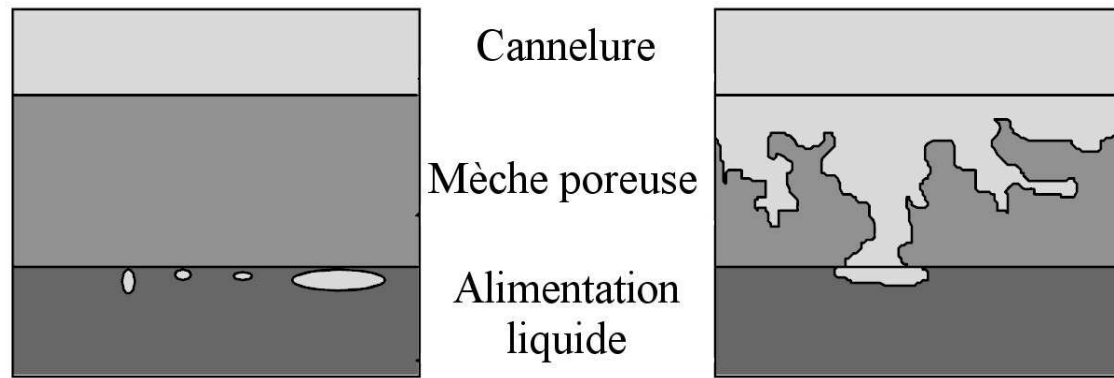
### I.1.2.3 Limites de fonctionnement

Plusieurs limites de fonctionnement peuvent être énumérées. Parmi celles-ci, certaines entraînent tout simplement l'arrêt de la circulation du fluide dans la boucle. On parlera alors de désamorçage. D'autres provoquent une mauvaise régulation thermique, amenant l'élément à contrôler hors de ses spécifications en température.

La boucle est susceptible de se désamorcer lorsque de la vapeur traverse la mèche jusqu'à la face d'alimentation en liquide, ou bien se forme dans la conduite liquide (voir figure I.5). A ce moment là, les pressions s'équilibrent dans la vapeur de part et d'autre de la mèche, entraînant par conséquent l'équilibre des pressions dans le liquide et donc un saut de pression capillaire nul.

Parmi les limites de fonctionnement touchant à la régulation thermique, la plus importante est bien évidemment une limite de surchauffe du bâti (i.e. de l'équipement à contrôler).

D'autres limites de fonctionnement, soniques, visqueuses ou de sous-refroidissement peuvent également être mentionnées ([Launay et al. (2007)]).



**Figure I.5 : Désamorçage du pompage capillaire**

#### I.1.2.4 Modes de fonctionnement

Toute la puissance appliquée n'est pas transportée par le fluide, mais une partie est transmise sous forme de flux thermique parasite vers le réservoir (une autre partie peut également être perdue vers l'extérieur si la boucle n'est pas parfaitement isolée). Le rendement de la boucle est donc lié au flux de chaleur parasite transmis au réservoir. Celui-ci peut être considérablement limité grâce à une conception de boucle optimisée, mais il reste inévitable, car il résulte de la conduction dans la liaison entre l'évaporateur et le réservoir et à travers la mèche. L'équation Eq. I.3 présente un bilan simplifié de la puissance appliquée à une LHP,  $Q_{app}$  étant la puissance totale appliquée,  $Q_{vap}$  la puissance utilisée pour vaporiser le liquide et  $Q_{parasite}$  la puissance parasite reçue par le réservoir.

$$Q_{app} = Q_{vap} + Q_{parasite} \quad \text{Eq. I.3}$$

Ce bilan nous permet de voir l'importance du sous-refroidissement. En effet, pour que le réservoir reste dans des conditions de saturation avec une température inférieure à la température de l'évaporateur (ce qui est nécessaire au fonctionnement de la boucle, voir la figure I.4), le réservoir doit recevoir une puissance de sous-refroidissement égale à  $Q_{parasite}$ .

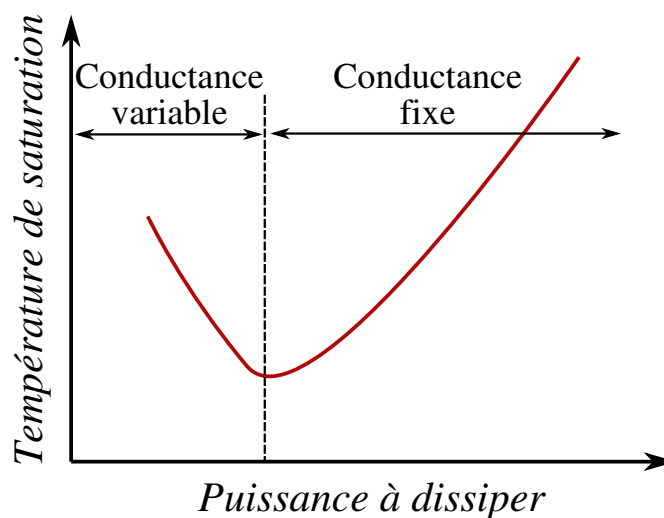
Il est généralement admis que le fonctionnement d'une LHP peut être décrit suivant deux modes de fonctionnement. Un premier pour les faibles puissances appelé « mode à conductance variable », et un second pour des puissances plus élevées appelé « mode à conductance fixe » (voir [Chernysheva et al. (2007)] et figure I.6). La conductance dont il est question dans ces deux modes de fonctionnement est la conductance au niveau du condenseur. Cette différence de mode de fonctionnement s'explique par le taux d'utilisation du condenseur (tant que le condenseur n'est pas complètement utilisé, sa conductance est variable et du moment que le front de condensation se trouve à la sortie du condenseur, sa conductance est fixe).

Pour les faibles puissances, la température chute donc avec l'augmentation de la puissance. Cela s'explique par la conductance du condenseur qui est ici variable. En effet, toute la longueur du condenseur ne sera pas nécessaire pour condenser complètement le fluide. Le taux de sous-refroidissement pourra donc être important et diminuera peu à peu jusqu'à devenir nul lorsque le condenseur sera utilisé complètement (i.e. lorsque le front de

condensation se trouvera en sortie du condenseur). Ce sous-refroidissement permet de contrer les fuites thermiques en provenance de l'évaporateur, autrement dit, plus la puissance de sous-refroidissement sera importante et plus la température de fonctionnement de la boucle chutera.

Dans le mode à conductance variable, augmenter la puissance revient à augmenter le débit massique dans la boucle et par conséquent la puissance de sous-refroidissement. Si l'on fait un bilan énergétique au niveau du réservoir, on constate alors une diminution de la température de saturation avec la puissance appliquée.

Par contre, dans le mode à conductance fixe, lorsque la puissance augmente, la température de saturation à l'évaporateur doit nécessairement augmenter afin que les transferts au condenseur soient suffisants pour stabiliser le front de condensation en sortie de condenseur. Par conséquent, la température de saturation augmente (de manière linéaire) avec la puissance.



**Figure I.6 : Modes de fonctionnement d'une LHP**

### I.1.3 Modélisation des LHPs

De nombreux travaux de modélisation ont été menés concernant les LHPs d'un point de vue système. La plupart du temps, ces modélisations reposent sur une approche nodale dans lesquelles les transferts sont modélisés de façon limitée. De plus, un paramètre empirique est généralement nécessaire à ces modèles, les rendant ainsi non prédictifs. En contrepartie, de très bons résultats ont été obtenus aussi bien pour les régimes stationnaires que transitoires.

Nous ne présenterons les différentes approches de modélisation à l'échelle de la boucle que très rapidement, le cœur de notre problème étant l'évaporateur capillaire, dont nous parlerons en détail dans le paragraphe suivant.

#### I.1.3.1 *Modèles stationnaires*

De nombreux modèles ont été proposés dans le milieu des années 1990. Tous ces modèles sont basés sur un bilan énergétique et un calcul de pertes de pression (voir par exemple [Binert et al. (1997)] et [Kaya and Hoang (1999)]). Ces modèles relativement simples ont montré leur efficacité pour prédire les performances des LHPs (voir également le

modèle analytique proposé par [Launay et al. (2008)]. Des modèles stationnaires plus précis dans la description du milieu poreux notamment ont également été proposés, nous les présenterons dans le prochain paragraphe.

### *1.1.3.2 Modèles transitoires*

Quelques modèles ont également été proposés à l'échelle du système pour décrire la réponse d'une LHP à des changements de puissance ou lors des démarrages. Parmi ceux-ci, [Pouzet et al. (2004)] a proposé un modèle de CPL décrivant avec succès toute la dynamique de changement de puissance. Le modèle mathématique de [Kaya et al. (2008)] a aussi permis de retrouver raisonnablement bien les changements de puissances ainsi que les démarrages, en particulier pour les fortes puissances, tout en confirmant par ailleurs les difficultés couramment rencontrées pour les démarrages à faibles puissances, laissant suggérer qu'un modèle numérique seul ne suffit pas mais que d'autres données, comme une connaissance précise des conditions initiales sont nécessaires. On peut enfin citer le modèle de [Vlassov and Riehl (2008)], qui a été raisonnablement bien corrélé aux expériences.

Nous devons également mentionner le travail réalisé par [Soler (2009)], dans lequel un effort de modélisation est porté sur le lien entre l'évaporateur et le réservoir, qui est l'aspect dont la plupart des précédents travaux s'accordent à évoquer comme étant le moins compris. Ce modèle a la particularité de décrire précisément le comportement du liquide sous-refroidi délivré au cœur de l'évaporateur, ce qui permet de faire plusieurs hypothèses sur les différences de fonctionnement sol/vol d'une LHP. Ce modèle, validé expérimentalement, décrit correctement les différentes étapes d'un changement de puissance et reproduit le comportement oscillatoire du système.

## I.2 L'évaporateur capillaire

Nous avons vu que l'évaporateur capillaire était un élément essentiel des LHPs. Quelques études ont cherché à décrire de manière détaillée le fonctionnement de celui-ci pour les régimes stationnaires. Cependant, un manque de modélisation se fait encore ressentir pour les régimes transitoires. Nous verrons également les quelques tentatives de travaux expérimentaux qui ont été réalisés.

### I.2.1 Modélisation

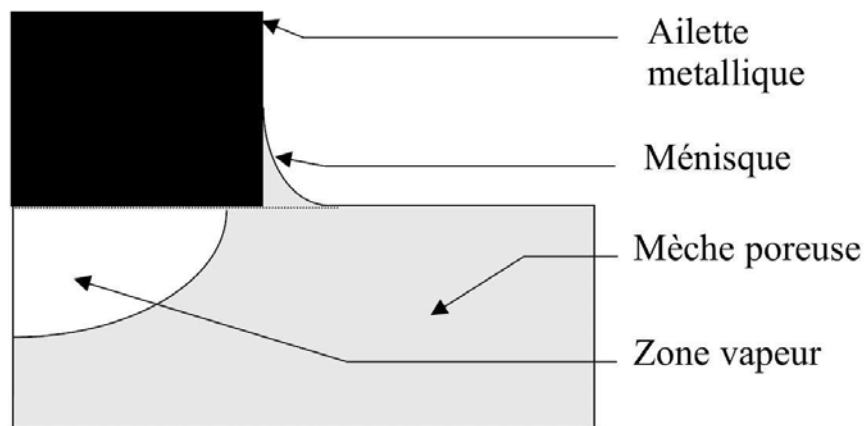
Toutes les études mettant en œuvre des méthodes nodales (modélisant donc les transferts de façon simplifiée) ne seront pas évoquées ici, malgré leur intérêt évident d'un point de vue système.

Les premières analyses théoriques et numériques des transferts de chaleur et de masse dans un évaporateur cylindrique sont apparues dans le milieu des années 1990 avec les travaux de [Cao and Faghri (1994)], [Deminov and Yatsenko (1994)] et de [Figus et al. (1999)].

[Cao and Faghri (1994)] ont tout d'abord utilisé un modèle tridimensionnel, tout en supposant que la mèche poreuse reste saturée en liquide. Ces travaux leur firent suggérer qu'un phénomène d'ébullition sur l'interface de la mèche pouvait limiter le fonctionnement

de l'évaporateur en détruisant les ménisques. Ils constatèrent également qu'en raison de la forte chaleur latente des fluides couramment utilisés (ammoniac, fréon, ...), les débits massiques de vapeur dans les cannelures étaient faibles si bien que la pression peut y être considérée comme uniforme. Ils conclurent qu'un modèle bidimensionnel est bien adapté pour étudier les conditions de fonctionnement d'un évaporateur capillaire. Leur étude ne leur a toutefois pas permis de décrire des dégradations de performances ou des conditions de désamorçage, car la pénétration de la vapeur au sein de la mèche est exclue.

Le problème de développement d'une zone de vapeur au sein d'une mèche poreuse d'évaporateur capillaire a été étudié numériquement pour la première fois par [Deminov and Yatsenko (1994)]. Contrairement à [Cao and Faghri (1994)], ils modélisèrent les transferts de chaleur sur l'interface de la mèche par un coefficient constant. Ils analysèrent de surcroît l'influence d'un ménisque situé entre le bord de fuite de l'ailette et la mèche (voir figure I.7).



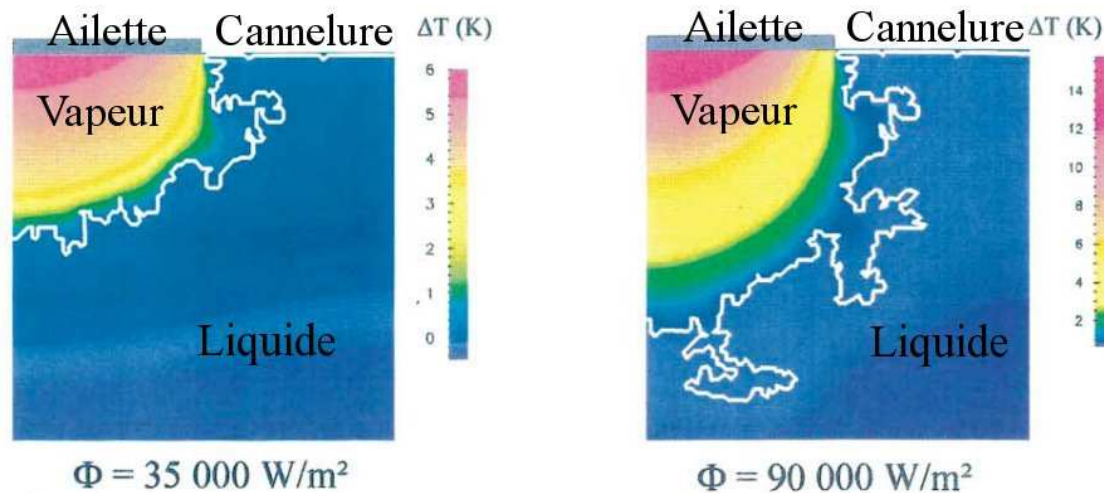
**Figure I.7 : Configuration de fonctionnement selon [Deminov and Yatsenko (1994)]**

Une conclusion importante de ces auteurs fut de suggérer l'existence d'une poche de vapeur dans la mèche poreuse sous l'ailette métallique. Le développement de cette zone au fur et à mesure de l'augmentation de la puissance, affecte le fonctionnement de l'évaporateur en modifiant les transferts thermiques dans celui-ci. Lorsque cette poche de vapeur enveloppe complètement l'ailette et communique avec la cannelure, l'intensité de l'évaporation se met à décroître. Ce résultat confère donc un rôle important au ménisque supposé exister entre le bord de fuite de l'ailette métallique et la mèche.

Les hypothèses principales du modèle numérique de [Deminov and Yatsenko (1994)] sont une interface infiniment mince et lisse entre la zone liquide et la zone vapeur dans la mèche, les équations classiques de transferts en milieu poreux (échelle de Darcy) sont par ailleurs utilisées.

Dans le même temps, [Figus et al. (1999)] ont réalisé un modèle numérique basé sur une approche discrète du milieu poreux (modèle réseau), qu'ils ont comparé à une approche continue plus classique (basée sur une hypothèse front de vaporisation mince, c'est-à-dire sans zone diphasique entre la zone liquide et la zone vapeur). Ils montrent que les deux approches conduisent à des résultats identiques dans la limite d'une distribution extrêmement étroite de la taille des pores. En accord avec [Deminov and Yatsenko (1994)], leurs simulations prédisent l'existence d'une poche de vapeur sous l'ailette en régime stationnaire. Ils ont ensuite étudié l'influence de la puissance à dissiper, pour montrer que plus la puissance

augmente, plus la température dans la mèche augmente et plus la zone de vapeur s'enfonce dans l'ailette (voir figure I.8). Cette situation peut conduire à un désamorçage de la mèche pour des densités de flux de chaleur très importantes. Ils ont également montré l'influence du désordre du milieu poreux en indiquant que la zone de vapeur grandit avec le désordre. Enfin, ils ont montré grâce à une étude analytique, qu'un petit espace entre l'ailette et la mèche permet d'augmenter les performances de l'évaporateur. L'argument étant que cet espace limite de façon sensible le développement de la vapeur dans la mèche en facilitant son écoulement vers les cannelures, bien que cela soit mauvais d'un point de vue thermique pour les faibles puissances.



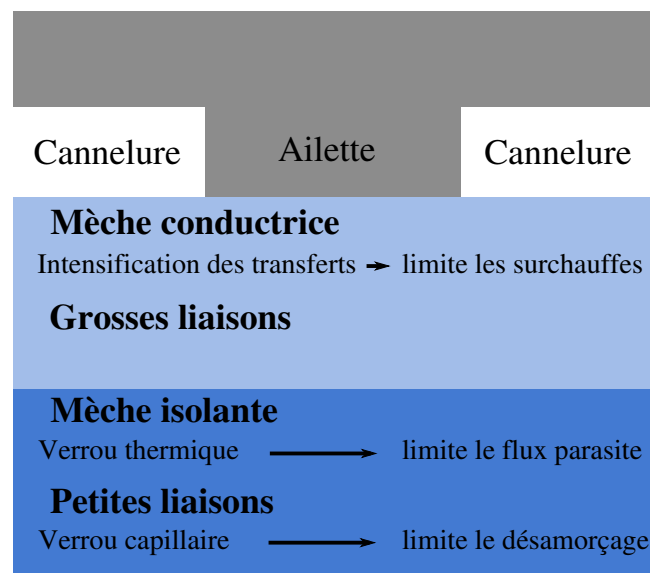
**Figure I.8 : Champ de température dans la mèche et interface de vaporisation pour deux charges thermiques [Figs et al. (1999)]**

Des simulations numériques pour des régimes stationnaires ont également été réalisées par [Yan and Ochterbeck (2003)] un peu plus tard. Leur approche fut différente puisqu'ils se sont intéressés à une section longitudinale (et non transversale) de l'évaporateur. Leur modèle, qui est basé sur le modèle de mélange à deux fluides de [Wang and Beckermann (1993)], approche qui peut être discutable dans un tel contexte, a permis de montrer l'existence d'un flux critique minimum (en accord qualitatif avec l'expérience), en dessous duquel il est possible d'avoir de l'ébullition dans le canal d'alimentation en liquide (cœur de la mèche poreuse).

Plus récemment, deux travaux, de [Kaya and Goldak (2006)] et de [Coquard (2006)], ont également porté sur la modélisation 2D d'un élément d'évaporateur capillaire pour les régimes stationnaires.

L'approche adoptée par [Kaya and Goldak (2006)] est similaire à celle de [Deminov and Yatsenko (1994)], basée sur une modélisation à front mince. Le problème est traité ici en coordonnées polaires, ce qui semble être mieux adapté à un évaporateur cylindrique. Un des points originaux de ce travail est que le modèle d'évaporateur est couplé à un modèle de boucle. Malheureusement, ce couplage est à sens unique, si bien que les résultats obtenus avec le modèle d'évaporateur ne sont pas réutilisés dans le modèle de boucle. Tout comme [Figs et al. (1999)], une des conclusions principales de [Kaya and Goldak (2006)] concerne la validation de l'hypothèse suivant laquelle une poche de vapeur pourrait se développer dans la mèche.

Enfin, [Coquard (2006)] a proposé un modèle 2D mixte, les champs de pression et de température étant calculés par des équations homogénéisées tandis que la capillarité est gérée en s'appuyant sur une structure réseau (à l'échelle du pore). Tout comme le modèle proposé par [Kaya and Hoang (1999)], il se distingue du modèle de [Figus et al. (1999)] par la prise en compte des termes convectifs dans l'équation de l'énergie ainsi que par la résolution de l'équation de l'énergie dans le bâti métallique également. Par contre, aucun couplage n'est réalisé avec l'ensemble de la boucle. L'étude de [Coquard et al. (2007)] se concentre sur des aspects génériques, comme l'influence de différents paramètres de transport (propriétés de transport thermo hydrauliques de la mèche poreuse), ou de structure, sur les performances de l'évaporateur (conductance, rendement, flux parasite, ...). L'objectif de ce travail étant de proposer des pistes d'optimisation pour la conception de l'évaporateur. Parmi celles-ci, [Coquard (2006)] a réalisé plusieurs simulations sur des mèches hétérogènes, formées par des couches de matériau de propriétés différentes. Ce concept de mèches bicouches (voir figure I.9) avait déjà été proposé par [Figus (1996)], mais il a été étudié ici de façon détaillée et plus systématique. La conclusion étant qu'une couche isolante avec de petites liaisons proche de l'alimentation de la mèche permet à celle-ci de fonctionner plus longtemps, à la fois grâce au verrou thermique apporté par le caractère isolant de la mèche (limitant ainsi le flux thermique parasite) mais aussi grâce au verrou capillaire réalisé par la taille des liaisons (repoussant ainsi la limite de désamorçage).



**Figure I.9 : Schéma du modèle de mèche bicouche proposé par [Coquard (2006)]**

Un autre travail sur la modélisation fine d'un évaporateur capillaire pour des régimes stationnaires ayant pour but d'analyser le comportement de mèches bicouches a été réalisé par [Chernysheva and Maydanik (2009)]. La modélisation est ici basée sur trois modes de génération de vapeur possibles, un premier dans lequel la mèche est saturée de liquide et la vaporisation a lieu à l'interface entre la mèche et les cannelures, un second où la vaporisation se produit dans une zone diphasique dans la mèche en contact avec le bâti et une dernière où la vaporisation se passe dans une zone diphasique située entre une zone complètement sèche et une zone saturée en liquide de la mèche. Un modèle continu est utilisé pour modéliser les transferts dans le milieu poreux basé sur l'équilibre thermique local entre la structure solide et le fluide. Le mode de fonctionnement étant déterminé en fonction d'hypothèses réalisées sur

l'apparition de vapeur dans la mèche, soit par nucléation soit par rupture des ménisques par surpression. Encore une fois, la conclusion principale montre que les caractéristiques de la structure de la mèche ont un impact très important sur les transferts à l'échelle d'un évaporateur capillaire.

Tous les modèles mentionnés jusqu'ici portent sur des régimes stationnaires. Très récemment, [Chernysheva and Maydanik (2008)] ont étudié la réponse transitoire d'un évaporateur cylindrique pour les phases de démarrage. L'objectif de cette étude étant d'évaluer les chances de démarrage d'un évaporateur soumis à des conditions initiales les plus difficiles parmi les différents scénarii de démarrages proposés par [Maydanik et al. (1995)]. Cependant, la mèche est considérée saturée en liquide dans ces simulations, ce qui exclu des scénarii dans lesquels la répartition des phases du fluide dans la mèche perturbe le démarrage de l'évaporateur. La conclusion principale de ce travail est de confirmer l'existence d'une puissance thermique minimale assurant un démarrage réussi et de mettre en avant les principales caractéristiques ayant un rôle considérable sur le démarrage, comme les conditions extérieures ou encore la conception de l'ensemble évaporateur-réservoir.

Un autre modèle transitoire de la structure capillaire d'un évaporateur a été proposé par [Buz and Goncharov (2010)]. Ce modèle 1D montre l'existence de quatre zones dans la mèche. Une zone purement liquide, suivie d'une zone diphasique dans laquelle la vapeur et le liquide s'écoulent en sens inverse, puis une seconde zone diphasique quasi statique et enfin une zone en contact avec la source chaude où un caractère oscillant apparaît au niveau de la saturation en vapeur. En dépit de nombreuses simplifications apportées par le caractère 1D du modèle, celui-ci a permis de faire ressortir deux aspects nouveaux concernant les transferts de masse et de chaleur dans une mèche poreuse. Premièrement, ils ont relevé la présence d'un « effet caloduc » dans la mèche (avec une zone où la vapeur était susceptible de se recondenser). Deuxièmement, ils ont mis en évidence un caractère oscillant de la zone diphasique en contact avec la source chaude où des phénomènes de mouillage et démouillage sont suspectés.

Au vu de tous ces travaux de modélisation concernant aussi bien les LHPs à l'échelle système qu'à l'échelle de l'évaporateur, il apparaît clairement qu'un manque se fait ressentir dans la modélisation fine des phénomènes transitoires dans les différentes parties des LHPs. Le travail de [Soler (2009)] a tout de même permis d'avancer considérablement dans la compréhension de l'influence du couplage entre l'évaporateur et le réservoir. Une étude détaillée des transferts dans la structure poreuse nous semble maintenant indispensable pour lever certaines interrogations sur son comportement lors des phases transitoires et notamment lors du démarrage. Nous allons essayer d'apporter quelques éléments de réponse dans le présent travail.

### I.2.2 Etudes expérimentales

Nous n'avons pas mentionné jusqu'à présent de travaux expérimentaux concernant les LHPs à l'échelle du système, principalement en raison du nombre très important de ceux-ci. De plus, l'objectif principal de la majorité de ces travaux étant de caractériser les performances d'une conception particulière de boucle, cela ne nous concerne pas directement. Nous pouvons cependant citer quelques études expérimentales ayant permis de mettre en avant l'influence particulière de tel ou tel élément dans une LHPs, comme ceux de [Vershinin and Maydanik (2007)], de [Ku and Rodriguez (2003)] et de [Chen et al. (2006)], qui ont décrit les différentes sources d'oscillations que l'on pouvait rencontrer lors du fonctionnement d'une



LHP. Des sources d'hystérésis ont également été étudiées par [Vershinin and Maydanik (2006)]. De nombreux auteurs ont également cherché à expliquer les différents comportements observés lors des démarrages par des études expérimentales, comme [Hongxing et al. (2005)] par exemple. L'influence de la conductivité de la mèche a également été étudiée par [Li and Ochterbeck (1999)]. Enfin, le rôle particulier du réservoir a quant à lui été étudié par [Hoang and Ku (2005)] et [Nagai et al. (2005)].

Très peu d'études expérimentales détaillées portant sur un élément en particulier d'une LHP ont par ailleurs été menées sur des LHPs en fonctionnement, principalement en raison de la complexité de mise en œuvre. En effet, il s'avère très délicat d'utiliser une instrumentation précise sans trop perturber le fonctionnement de la boucle. Une des seules études respectant ces conditions a été réalisée par [d'Entremont and Ochterbeck (2010)], où la réponse du lien entre l'évaporateur et le réservoir lors du démarrage a été étudiée grâce à une expérience de visualisation utilisant un boroscope à fibre optique pour explorer la répartition des phases dans le cœur de la mèche d'une LHP.

Des expériences portant sur le milieu poreux d'une LHP en fonctionnement seraient très instructives, bien que très délicates en raison de la difficulté d'accès à celui-ci. Une expérience réalisée par [Coquard (2006)] sur un milieu poreux modèle a permis de montrer qu'une poche de vapeur avait toutes les chances de se développer dans un milieu poreux chauffé par un côté. Afin de justifier le scénario évoqué pour expliquer l'allure de certains démarrages de leur LHP, [Li et al. (2010)] ont réalisé des expériences sur leur mèche poreuse découplée de la boucle. Des visualisations directes et en infrarouge leur ont permis de montrer les phénomènes de nucléations se produisant avant le régime transitoire. La présence d'une poche de vapeur a par ailleurs également été validée par ces expériences, de même que la possibilité de générer des oscillations par mouillage et démouillage de la poche de vapeur. Enfin, une autre expérience également très proche d'une situation de LHP a été proposée par [Launay and Mekni (2010)]. Dans cette dernière, un milieu poreux réel 2D chauffé latéralement est visualisé par infrarouge, ce qui permet d'observer le front de vaporisation dans celui-ci. Il serait très intéressant maintenant de pouvoir réaliser de telles expériences en les couplant avec des conditions représentatives de celles d'une LHP.

Avant de commencer la description de notre modèle, nous souhaitons réaliser une dernière étude bibliographique concernant la modélisation des transferts de masse et de chaleur en milieu poreux, afin de positionner l'approche donnée à notre étude vis-à-vis de notre problématique.

### I.3 Transferts de chaleur et de masse avec changement de phase en milieu poreux

L'étude des transferts de masse et de chaleur avec changement de phase en milieu poreux concerne un très vaste domaine d'application. On peut citer par exemple le séchage [Prat (2002)], les caloducs [Peterson (1994)], [Faghri (1995)], l'intensification des transferts thermiques par ébullition [Min et al. (2009)], la géothermie [Woods (1999)] ou encore les scénarii graves d'accidents de réacteurs nucléaires [Lipinski (1984)]. Nous nous contenterons de présenter ici les principales descriptions possibles et envisageables en insistant sur la pertinence de celles-ci vis-à-vis de notre problématique.

### I.3.1 Modélisation

La description des phénomènes de transferts de masse et de chaleur avec vaporisation en milieu poreux peut se faire de différentes manières, selon l'échelle caractéristique que l'on choisit.

La méthode qui serait la plus rigoureuse, et la seule qui permettrait une description complète du système, serait d'écrire en chaque point du domaine traité et dans chaque phase les équations locales de la mécanique des fluides. On comprend cependant que cette approche est inexploitable, tant en raison de la complexité géométrique de la structure à cette échelle, que du volume total du milieu à décrire.

De manière générale, les problèmes scientifiques et industriels mettant en œuvre des phénomènes de transfert en milieu poreux sont abordés par des modèles continus pour décrire les phénomènes d'un point de vue macroscopique, pouvant s'adapter à des géométries complexes et irrégulières à plusieurs échelles [Kaviany (1999)]. Ces modèles s'appuient sur la dérivation des équations différentielles (pour le transport de masse et de chaleur) par des techniques d'homogénéisation à partir de prises de moyennes volumiques. L'hétérogénéité de la structure poreuse impose de fortes contraintes d'échelle, qui doivent être envisagées par le modèle continu pour que celui-ci soit valide. L'échelle considérée pour les hétérogénéités doit être petite devant la taille du système. Cela dit, si ces conditions géométriques sont souvent vraies pour de nombreux milieux poreux, des conditions supplémentaires apportées par les phénomènes de transfert doivent également être vérifiées. Le problème associé aux transferts dans les milieux continus est l'obtention des paramètres de transports effectifs, comme la perméabilité ou la conductivité thermique par exemple. Ceux-ci sont des moyennes des propriétés microscopiques sur un volume élémentaire représentatif (REV : Representative Elementary Volume). Ils sont souvent obtenus grâce à des relations empiriques, un calcul théorique de ces propriétés effectives étant difficile en raison de la complexité de la géométrie de ces structures. Néanmoins, les récentes innovations concernant les techniques de visualisation 3D avec notamment la micro tomographie aux rayons X, peut permettre de calculer des paramètres de transport sur un volume élémentaire beaucoup plus facilement, comme le montrent les récents travaux de [Dong and Blunt (2009)] par exemple.

En dérivant des équations moyennées et en utilisant des propriétés de transport effectives, la description du système ne peut être que macroscopique. Cette modélisation ne peut permettre qu'une description globale du comportement du système. On touche ici la limite de cette approche par des modèles continus, qui sont basés sur l'idée qu'il existe une séparation d'échelle entre la taille des pores et la taille du milieu poreux, ce qui n'est pas toujours vrai et qui ne permet donc pas de décrire les phénomènes de transferts à l'échelle des pores. Les modèles continus sont également incapables de retrouver la dynamique de la distribution des phases dans un milieu poreux relativement petit, dans lequel des instabilités de petite échelle induites par la capillarité entraînent la formation de digitations de taille comparable à la taille du milieu [Aker et al. (1998) a].

Une autre manière de décrire les phénomènes de transferts en milieu poreux est d'utiliser le concept de percolation qui décrit les phénomènes à l'échelle microscopique (échelle du pore). On sait d'ailleurs depuis les travaux de [Lenormand et al. (1988)], que certains phénomènes ayant lieu à l'échelle microscopique peuvent avoir des conséquences à l'échelle macroscopique non prédictibles par des modèles de type milieu continu équivalent. Ces situations sont caractérisées par le développement d'hétérogénéités macroscopiques (digitations), lors du déplacement d'un fluide par un autre non miscible.

La principale difficulté de cette approche tient au fait que le traitement du problème se fait pore à pore, nécessitant alors nécessairement un grand volume de calcul pour décrire un milieu de taille macroscopique.

### I.3.2 Interfaces fluides fluides en milieux poreux

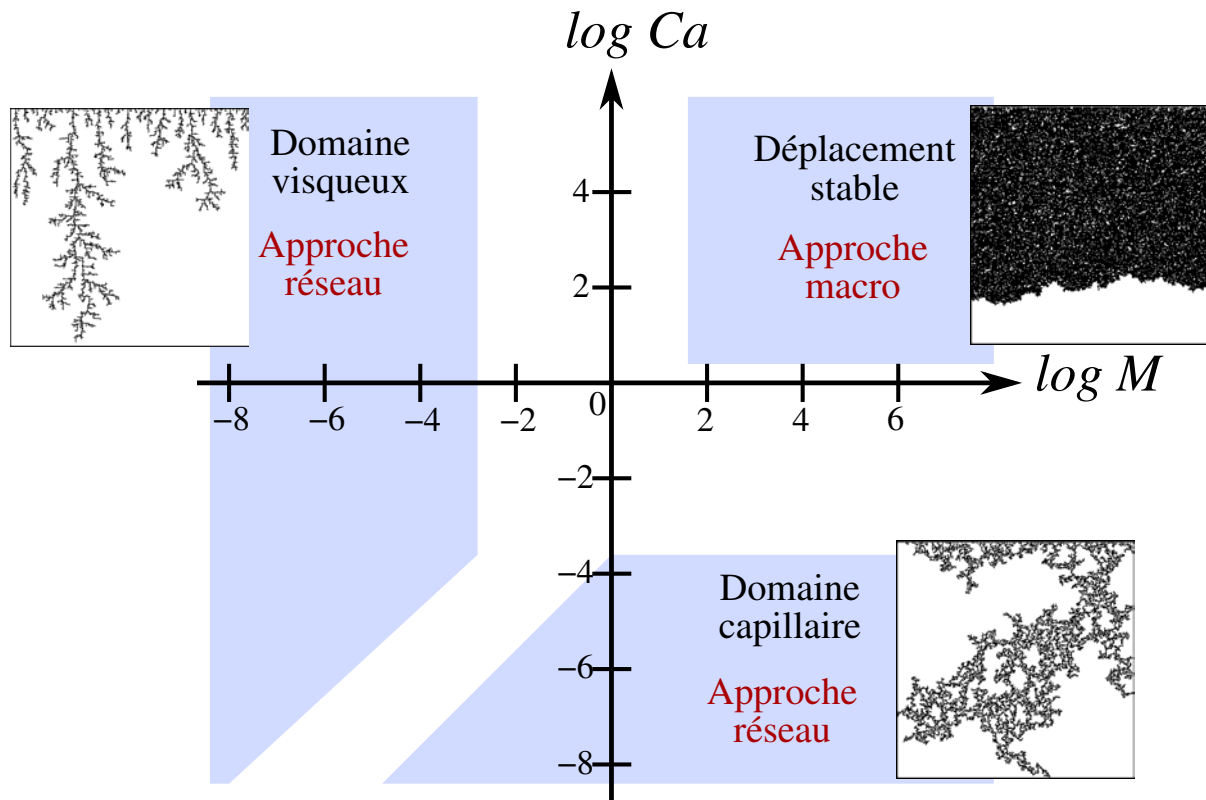
De nombreuses études expérimentales et numériques ont révélé que le déplacement d'un fluide par un autre pouvait amener à un déplacement sous forme de digitations [Aker et al. (1998) b]. Différentes raisons peuvent entraîner ces digitations (nous ne les discuterons pas toutes ici). A l'inverse, d'autres régimes présentent une interface plane. On voit donc qu'il est important de connaître le régime de déplacement dans lequel on se trouve afin de proposer un modèle adapté. Les modèles continus ne permettant pas de capter les fortes digitations, les approches réseaux sont quelquefois la seule voie d'approche disponible pour analyser le déplacement d'un fluide en milieu poreux.

Après une étude à la fois numérique et expérimentale isotherme du déplacement d'un fluide visqueux par un fluide non visqueux, [Lenormand et al. (1988)] ont proposé un diagramme des phases (voir figure I.10) dans lequel différents types de déplacements peuvent être observés en fonction du rapport des mobilités  $M$  (Eq. I.4) et du nombre capillaire  $Ca$  (Eq. I.5). En effet, ils ont observé que sous certaines conditions, le rapport des viscosités entre le fluide envahisseur et le fluide déplacé génère un déplacement sous la forme de digitations très ramifiées. Ce type de déplacement est majoritairement celui rencontré dans la mèche poreuse d'un évaporateur capillaire, où la vapeur (qui est beaucoup moins visqueuse que le liquide) déplace le liquide. Le rapport des viscosités étant à peu près fixe dans notre problème, on comprendra que le régime de l'écoulement devra être étudié finement afin de connaître le type de déplacement auquel on a à faire. Cela est d'autant plus vrai que l'on a de grandes chances de se retrouver dans une zone de transition entre un régime à digitations capillaires (piloté par la capillarité) et un régime à digitations visqueuses (piloté par la viscosité). Dans les deux cas, une approche réseau est nécessaire.

$$M = \frac{\mu_2}{\mu_1} \quad \text{Eq. I.4}$$

$$Ca = \frac{\mu_2 U}{\sigma} \quad \text{Eq. I.5}$$

Dans les équations Eq. I.4 et Eq. I.5,  $\mu$  est la viscosité dynamique,  $\sigma$  la tension superficielle et  $U$  la vitesse moyenne de déplacement de l'interface. L'indice 1 est attribué au fluide déplacé alors que l'indice 2 est attribué au fluide envahisseur.

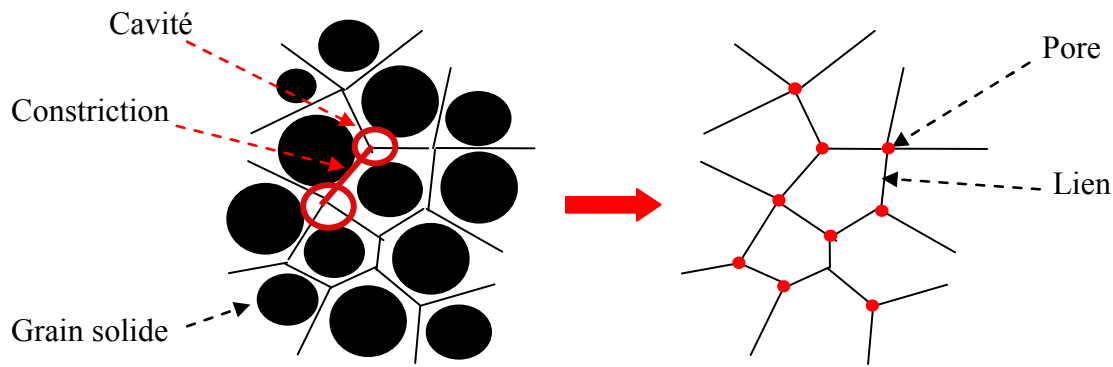


**Figure I.10 : Diagramme des phases. D'après [Lenormand et al. (1988)], images tirées de [Ewing and Berkowitz (2001)]**

Concernant notre problématique, plusieurs travaux ont montré que des digitations pouvaient apparaître dans le milieu poreux, une approche à l'échelle du pore s'avérant alors préférable, [Prat (2010)]. De plus, ce phénomène de digitation est particulièrement sensible d'un point de vue de la stabilité du système (possibilités de désamorçage), c'est pourquoi il nous apparaît important de conserver la description du phénomène à l'échelle microscopique par une approche réseau. Ceci étant particulièrement vrai pendant les régimes transitoires, lors desquels des instabilités supplémentaires sont générées par un écoulement liquide défavorable à la stabilisation du front dans le milieu poreux. Nous présentons plus en détail dans le prochain paragraphe le principe de la modélisation suivant une approche réseau, qui est la modélisation adoptée dans ce travail.

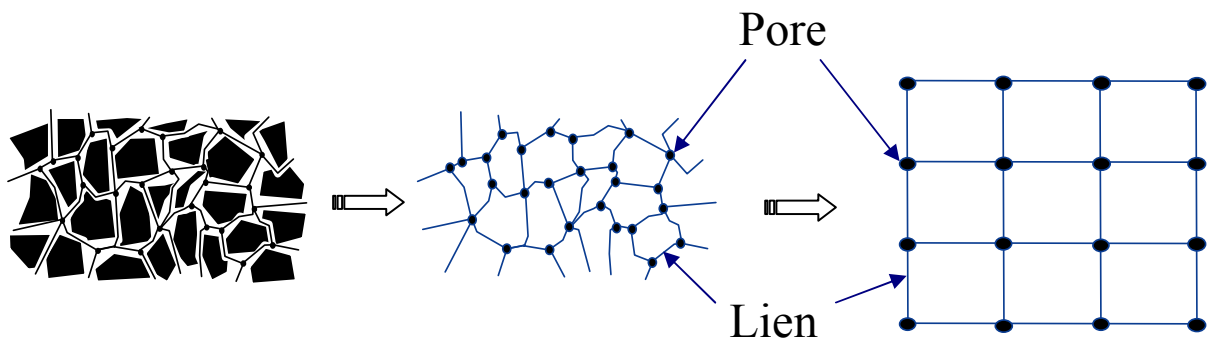
### I.3.3 Approche réseau

A l'échelle « microscopique », un milieu poreux peut être vu comme un ensemble de canaux (formés par des constriction) aléatoirement multi-connectés, l'ensemble des cavités formées par ces canaux constituant l'espace des pores. La figure I.11 représente la structure d'un milieu poreux telle qu'elle peut être vue suivant une approche réseau.



**Figure I.11 : Représentation schématique de l'espace des pores d'un milieu poreux bidimensionnel.**

A partir de cette description du milieu poreux, on comprend facilement que l'on puisse modéliser celui-ci par un réseau. La figure I.12 présente la méthode d'obtention d'un réseau 2D carré régulier à partir d'un milieu poreux réel. Les noeuds du réseau représentent les pores du milieu poreux et les liens représentent les liaisons capillaires du milieu poreux.



**Figure I.12 : Modélisation de l'espace des pores par un réseau régulier.**

Bien évidemment, il est possible d'accroître la complexité d'un réseau, soit en le rendant irrégulier, soit en augmentant la connectivité (i.e. le nombre de plus proches voisins d'un noeud) ou encore en construisant des réseaux 3D. En ce qui nous concerne, nous n'utiliserons que des réseaux carrés 2D réguliers. Il serait également imaginable d'extraire la structure 3D réelle d'un milieu poreux afin de lui appliquer un algorithme de calcul de type réseaux de pores. Il n'est cependant pas toujours facile de distinguer les pores et les liaisons capillaires dans un milieu poreux réel. De plus, un milieu poreux réel est tridimensionnel, désordonné et de connectivité non uniforme.

Afin de réaliser des calculs sur de tels réseaux, quelques simplifications sont nécessaires pour modéliser les transferts sans trop complexifier la représentation. Il faut tout d'abord que l'on considère que cette représentation peut être vue comme une interconnexion de tubes capillaires, dont les tailles (les sections) respectent une loi de distribution donnée. Il nous faut ensuite admettre que les écoulements sont suffisamment lents, si bien qu'ils peuvent être modélisés par un écoulement de Poiseuille dans chaque lien. Enfin, nous devons également considérer une valeur de pression capillaire (proportionnelle à la section de chaque lien,

conformément à la loi de Laplace) dans chaque lien, de façon à pouvoir permettre ou non l'accès au fluide envahisseur.

Outre les travaux présentés ci-dessus réalisés par [Figus et al. (1999)] et [Coquard et al. (2007)] utilisant une approche réseau en relation directe avec les évaporateurs capillaires, nous devons également mentionner l'étude réalisée par [Satik and Yortsos (1996)] qui a utilisé cette approche pour simuler des transferts de masse et de chaleur avec vaporisation en milieu poreux. Dans leur étude, le milieu poreux était cependant chauffé uniformément.

## I.4 Conclusion

Après avoir vu le fonctionnement d'une LHP ainsi que des détails concernant les évaporateurs capillaires, il nous est maintenant plus facile de positionner le travail que nous proposons ici dans son contexte général, ainsi que de bien comprendre les objectifs et difficultés auxquels nous nous soumettons.

Comme nous l'avons vu, un manque de modélisation à l'échelle du milieu poreux se fait ressentir, notamment pour expliquer les phénomènes transitoires ayant lieu lors du démarrage. Nous allons essayer de répondre à cette problématique en proposant un modèle de réseau de pores du milieu poreux. Il serait intéressant de pouvoir utiliser celui-ci pour plusieurs configurations de l'évaporateur au moment du démarrage, afin de pouvoir apporter des éléments d'explication pour les différentes conditions initiales de démarrage classiquement évoquées.

Il apparaît également que très peu d'études expérimentales ont été menées sur les transferts de masse et de chaleur en milieu poreux, dans le but d'expliquer le fonctionnement des évaporateurs capillaires. Sans avoir la prétention de réaliser une étude dans cet objectif, il nous paraît tout de même intéressant de disposer de résultats expérimentaux afin de valider le modèle numérique développé.

Enfin, il nous semble que la partie la plus délicate de ce travail consiste à allier une représentation que l'on souhaite la plus fine et détaillée possible pour le milieu poreux avec le comportement général d'une LHP à l'échelle du système, et ce aussi bien d'un point de vue modélisation qu'expérimental. La question des conditions aux limites se pose alors et nous essaierons de justifier nos choix aussi souvent que possible. Le deuxième chapitre de ce manuscrit est d'ailleurs dévolu en partie à cette problématique.

## Chapitre II Modélisation stationnaire d'une LHP par une approche mixte nodale / réseau de pores

Nous exploitons dans ce chapitre le modèle stationnaire d'évaporateur capillaire développé par [Coquard (2006)] (une présentation succincte de ce modèle est donnée en annexe A), qui utilise une approche de type réseau de pores pour gérer les effets capillaires engendrés dans la mèche poreuse. Nous allons tout d'abord illustrer l'importance du reste de la boucle sur l'évaporateur capillaire, à travers la recherche d'un optimum de perméabilité pour le milieu poreux, lorsqu'une poche de vapeur se développe dans celui-ci. Ensuite, nous présenterons le modèle nodal de boucle développé. Puis, avant de présenter les résultats obtenus avec ce modèle mixte de LHP, nous ferons une analyse du flux thermique parasite (flux thermique perdu par conduction à travers la mèche poreuse), en montrant son importance sur le comportement général des LHPs. Concernant les résultats du modèle mixte, outre les courbes de fonctionnement classiques des LHPs qui ont été retrouvées, nous montrerons également des résultats originaux sur le fonctionnement d'une LHP dans laquelle une poche de vapeur se développe dans la mèche poreuse, ce qui est négligé par les modèles nodaux classiques.

### II.1 Influence de la boucle sur l'évaporateur capillaire

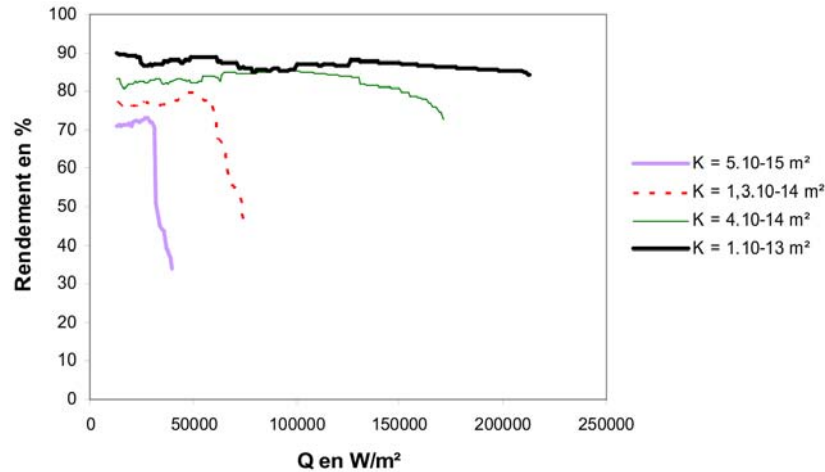
Dans le travail réalisé par [Coquard (2006)], toute la boucle fluide aux bornes de l'évaporateur capillaire est modélisée par une perte de charge linéaire en fonction du débit de vaporisation ainsi que par un taux de sous-refroidissement constant. Seule l'influence du sous-refroidissement a été étudiée.

Nous allons mettre en évidence dans ce premier paragraphe l'influence des pertes de pression dans la boucle à travers la recherche d'un optimum de perméabilité pour les mèches poreuses des LHPs.

#### II.1.1 Pertes de pressions négligeables dans la boucle

Dans tous les résultats présentés par [Coquard (2006)], les pertes de pression dans le reste de la boucle sont considérées comme très faibles devant la différence de pression capillaire pouvant être générée dans le milieu poreux (un maximum de pertes de pression de  $100 Pa$  est admis dans la boucle, le seuil de pression capillaire moyen étant de  $16\,908 Pa$ ). Par ailleurs, il est montré que plus la perméabilité de la mèche est grande et plus les performances de l'évaporateur capillaire sont bonnes. La figure II.1 présente le rendement de l'évaporateur (proportion du flux total imposé utilisé pour la vaporisation du liquide) pour différentes perméabilités de la mèche.

L'explication principale se trouve dans l'espace occupé par la poche de vapeur dans la mèche. Une forte perméabilité engendre de faibles pertes de pression dans la mèche et donc la poche de vapeur croît de façon limitée. A l'inverse, une faible perméabilité engendre de fortes pertes de pression dans la mèche (en particulier dans l'écoulement de la vapeur), favorisant ainsi l'installation d'une poche de vapeur de grande taille dans la mèche. Par ailleurs, on sait qu'une poche de vapeur n'est pas favorable au bon fonctionnement d'un évaporateur capillaire en raison de la résistance thermique qu'elle génère.



**Figure II.1 : Evolution du rendement de l'évaporateur capillaire en fonction du flux thermique imposé pour plusieurs perméabilités du milieu poreux [Coquard (2006)].**

Pour que le raisonnement mené jusqu'ici reste vrai, il faut néanmoins que les pertes de pression dans la boucle restent faibles devant celles générées dans la mèche, au risque de faire croître la poche de vapeur prématurément (i.e. il faut que la croissance de la poche de vapeur dans la mèche soit pilotée par les pertes de pressions générées dans le milieu poreux et non dans la boucle).

La différence de pression que le pompage capillaire doit satisfaire pour assurer le bon fonctionnement de la boucle peut s'écrire de façon simplifiée par :

$$\Delta P = \frac{\dot{m}}{S\rho_v} \mu_v A + \frac{U_l \mu_l e_l}{K} + \frac{U_v \mu_v e_v}{K} \quad \text{Eq. II.1}$$

Dans (Eq. II.1), le premier terme de droite représente les pertes de pression dans le reste de la boucle et le deuxième (resp. troisième) les pertes de pression engendrées par l'écoulement liquide (resp. vapeur) dans le milieu poreux.  $\dot{m}$  est le débit de vaporisation,  $S$  la section de passage des cannelures où passe le débit massique (supposée constante),  $\rho_v$  (resp.  $\rho_l$ ) la masse volumique de la vapeur (resp. du liquide),  $\mu_v$  (resp.  $\mu_l$ ) la viscosité dynamique de la vapeur (resp. du liquide) et  $A$  un coefficient permettant de faire varier les pertes de pression dans le reste de la boucle (i.e. permettant de simuler différentes conceptions de boucles), c'est ce coefficient que nous ferons varier pour étudier l'impact des pertes de pression dans la boucle sur l'évaporateur. Il englobe la longueur et la section de la conduite dans laquelle on suppose que le débit de vapeur s'écoule.  $U_l$  (resp.  $U_v$ ) est la vitesse de l'écoulement liquide



(resp. vapeur),  $e_l$  (resp.  $e_v$ ) est la profondeur de la zone liquide (resp. vapeur) et  $K$  est la perméabilité du milieu poreux.

Par ailleurs, la perméabilité d'un milieu poreux peut s'écrire en fonction du rayon moyen des liens  $r_{moy}$  (considérés de section circulaire) par :

$$K(r_{moy}) = K_{ref} \frac{r_{moy}^2}{r_{ref}^2} \quad \text{Eq. II.2}$$

Le pompage capillaire est pour sa part assuré par la loi de Young-Laplace, dont on rappelle ici son expression pour des liens de section circulaire :

$$P_c = \frac{2\sigma}{r_{moy}} \cos(\theta) \quad \text{Eq. II.3}$$

Si l'on néglige complètement les pertes de pression dans la boucle (le premier terme du membre de droite dans l'équation Eq. II.1), on s'aperçoit que les pertes de pression dans la mèche poreuse sont inversement proportionnelles à sa perméabilité et donc, grâce à l'équation Eq. II.2, inversement proportionnelles au carré du rayon moyen des liens. Par ailleurs, l'équation Eq. II.3 montre que la différence de pression capillaire assurant le pompage du liquide dans le milieu poreux est seulement inversement proportionnelle au rayon des liens. Cette analyse rapide nous montre que quelle que soit la perméabilité du milieu, le pompage capillaire pourra toujours être assuré sous cette hypothèse.

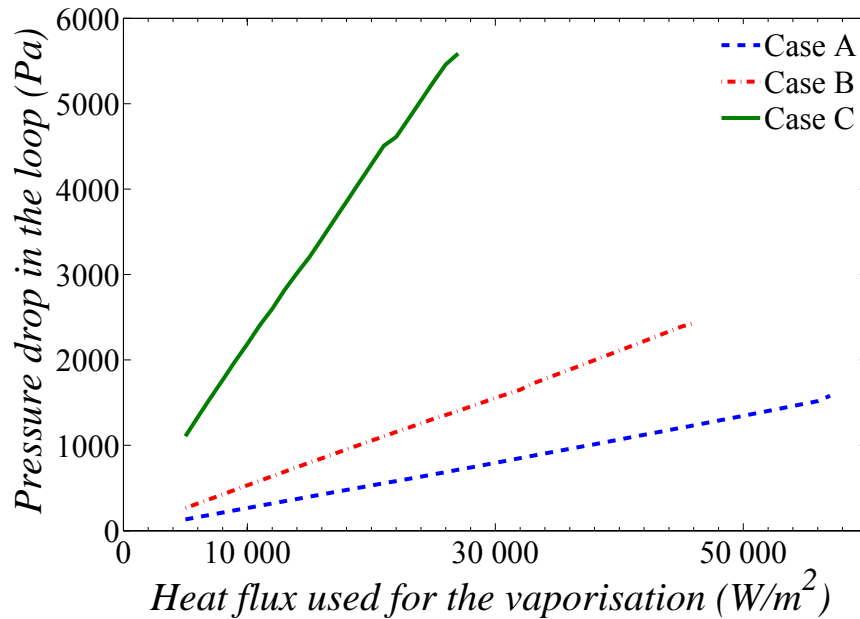
Cette dernière remarque, ajoutée à ce qui a été dit concernant l'influence de la perméabilité sur les performances de l'évaporateur capillaire montre qu'aucun optimum de perméabilité ne peut être déduit d'un tel modèle (en négligeant les pertes de pression dans la boucle), une grande perméabilité offrant dans tous les cas un plus grand intérêt.

Par conséquent, un optimum de perméabilité du milieu poreux ne pourra être trouvé qu'en présence de pertes de pression significatives dans le reste de la boucle. La conception du reste de la boucle est par conséquent décisive.

### II.1.2 Pertes de pression non négligeables dans la boucle

Nous avons choisi de simuler les performances d'un évaporateur donné pour trois conceptions de boucles, différentes seulement par les pertes de pression qu'elles peuvent générer (symbolisées par différents coefficients  $A$ , dans Eq. II.1). La figure II.2 présente l'évolution de ces pertes de pression en fonction du flux thermique utilisé pour vaporiser le liquide (évolution qui est donc linéaire, en accord avec Eq. II.1) pour les trois cas que l'on considère dans notre étude (notés cas A, B et C).

Lorsque nous présentons une densité de puissance, celle-ci est ramenée à la surface du bâti métallique.

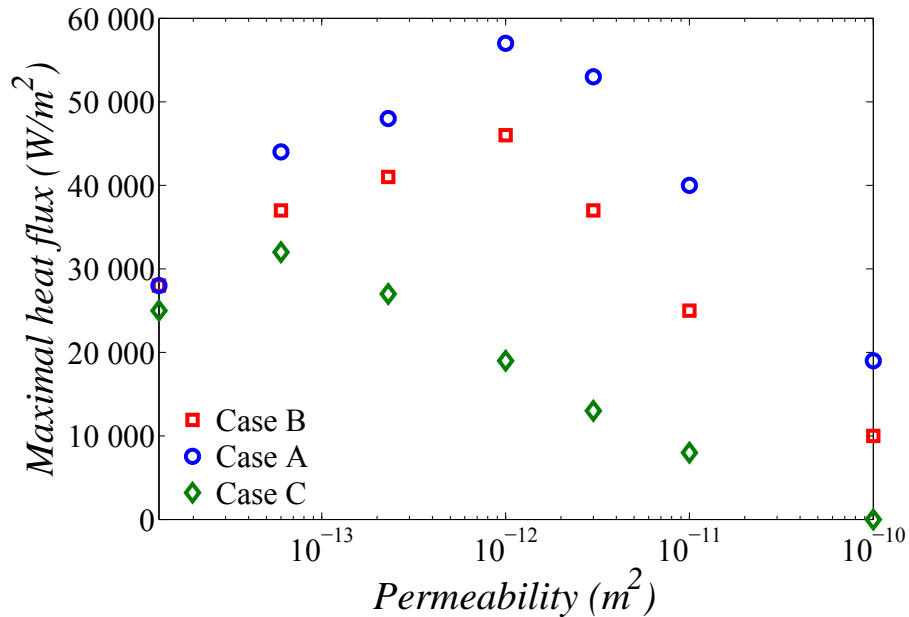


**Figure II.2 : Pertes de pression dans le reste de la boucle en fonction du flux thermique utilisé pour vaporiser le liquide pour les trois cas que l'on considère.**

### II.1.3 Recherche d'une perméabilité optimale pour le milieu poreux

La figure II.3 présente la charge thermique maximale admissible par l'évaporateur capillaire en fonction de la perméabilité de la mèche poreuse pour les trois cas de pertes de pression dans la boucle considérés. Tous les termes de l'équation Eq. II.1 étant maintenant considérés, deux pertes de pression entrent en compétition, celles produites dans le milieu poreux et celles produites dans le reste de la boucle. Pour des mèches de faible perméabilité, les pertes de pression générées par l'écoulement du fluide dans le milieu poreux (en particulier par l'écoulement rapide de la vapeur) est très important et entraîne le développement d'une poche de vapeur très rapidement. Pour des perméabilités plus importantes, les pertes de pression générées dans la mèche vont devenir de moins en moins importantes, si bien que les pertes de pression générées dans le reste de la boucle peuvent atteindre le même ordre de grandeur. A partir de ce moment, la croissance de la poche de vapeur ne va plus être pilotée par les pertes de pression générées dans la mèche mais par celles générées dans le reste de la boucle, qui sont complètement indépendantes de la perméabilité de la mèche mais qui augmentent linéairement avec la charge thermique. L'optimum de perméabilité est atteint lorsque ce changement de mode de croissance intervient.

Sur la figure II.3, on peut remarquer que la charge thermique maximale est logiquement très proche pour les faibles perméabilités pour les trois cas de boucles considérés, la croissance de la poche de vapeur étant ici principalement pilotée par les pertes de pression dans la mèche. De même, la charge thermique maximale dans le cas de mèches de grande perméabilité apparaît très dépendante de la conception de la boucle, les pertes de pression générées dans la mèche n'étant plus compétitives.



**Figure II.3 : Charge thermique maximale admissible par l'évaporateur capillaire en fonction de la perméabilité de la mèche poreuse pour les trois cas considérés.**

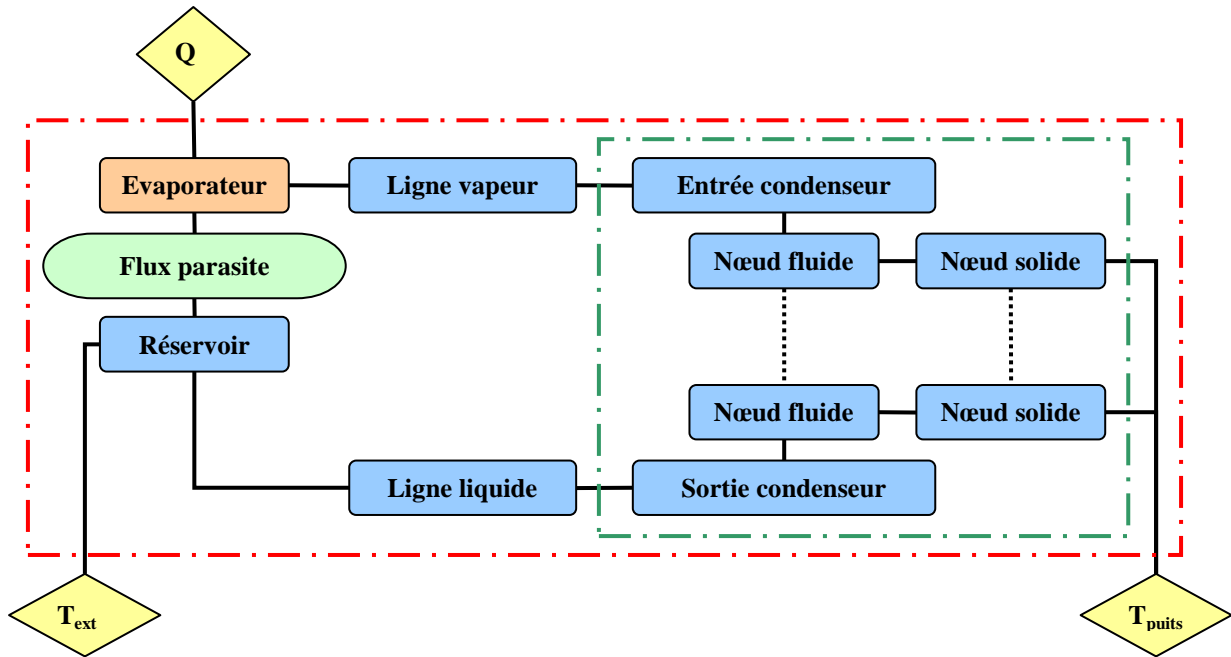
L'étude présentée dans ce premier paragraphe a permis de mettre en évidence la compétition entre deux sources de pertes de pression dans une LHP, en vue de l'optimisation de la perméabilité de la mèche poreuse. En résumé, on peut dire que lorsque les pertes de pression générées dans la boucle (qui sont directement dépendantes de la charge thermique) sont importantes, on préférera une mèche de faible perméabilité et à l'inverse, lorsque celles-ci ne seront pas significatives, une mèche avec une grande perméabilité sera meilleure. Il est également intéressant de remarquer que pour des mèches de faible perméabilité, les pertes de pression dans la boucle (i.e. la conception du reste de la boucle) deviennent moins importantes et ont une influence limitée sur la charge thermique maximale appliquée à l'évaporateur.

## II.2 Modèle mixte nodal/réseau de pores

Comme nous l'avons vu dans la partie bibliographique, il existe plusieurs modèles numériques de LHP à l'échelle de la boucle, principalement des modèles nodaux, mais aucun d'entre eux ne prend en considération la présence d'une poche de vapeur dans la mèche poreuse, par manque de détail dans la modélisation de l'évaporateur. Nous proposons ici un modèle de boucle alliant à la fois le niveau de détail de l'évaporateur proposé par ([Coquard (2006)]) et une représentation de la boucle sous forme nodale plus classique. Notre modèle se distingue des différentes études se concentrant sur l'évaporateur ([Figus et al. (1999)], [Kaya and Goldak (2006)], [Coquard (2006)]), car les conditions thermodynamiques du fluide en entrée de mèche et en sortie des cannelures évoluent pour être directement dépendantes de la boucle (et non être considérées comme des conditions aux limites constantes). Il se distingue également des modèles nodaux de LHP classiques par la modélisation de la mèche poreuse, qui, si elle permet une analyse fine des transferts en présence d'une poche de vapeur,

augmente par ailleurs considérablement le temps de calcul et la complexité du modèle, rendant alors celui-ci difficilement utilisable dans un objectif de conception. Cependant, il demeure un bon outil théorique pour analyser le comportement d'une LHP lorsqu'une poche de vapeur se développe au sein du milieu poreux.

La figure II.4 présente un schéma du modèle nodal proposé pour le reste de la boucle, dans lequel l'évaporateur (représenté ici par un seul nœud), est relié au modèle par deux nœuds, avec la ligne vapeur par le biais de la température dans les cannelures et avec le réservoir grâce aux flux thermiques parasites.



**Figure II.4 : Schéma du modèle nodal pour le reste de la boucle.**

### II.2.1 L'évaporateur

Nous utilisons directement le modèle développé par ([Coquard (2006)]) dont les détails sont présentés en annexe A.

### II.2.2 Les lignes liquides

On suppose que les deux lignes fluides (liquide et vapeur) sont parfaitement isolées thermiquement, ce qui nous permet de considérer une température uniforme entre la sortie de l'évaporateur (température de la vapeur dans les cannelures) et l'entrée du condenseur, ainsi qu'entre la sortie du condenseur et l'entrée dans le réservoir. Nous ne calculons donc que la perte de pression, en faisant l'hypothèse supplémentaire que l'écoulement est purement monophasique dans chacune des lignes.

$$\Delta P_f = \frac{\lambda L_f \rho_f U_f^2}{2D_H}$$

**Eq. II.4**

Dans (Eq. II.4),  $\Delta P_f$  est la perte de pression dans la ligne,  $L_f$  est la longueur de la ligne fluide et  $D_H$  son diamètre hydraulique. Dans la ligne liquide, le nombre de Reynolds (Eq. II.7) se situant toujours en dessous de 1300, nous utilisons la corrélation de Hagen-Poiseuille (Eq. II.5) pour les écoulements laminaires. Dans la ligne vapeur, le nombre de Reynolds évolue typiquement entre 1000 et 25000, nous permettant d'utiliser la corrélation de Blasius pour les écoulements turbulents (Eq. II.6).

$$\lambda_{\text{laminaire}} = \frac{64}{Re} \quad \text{Eq. II.5}$$

$$\lambda_{\text{turbulent}} = \frac{0.316}{Re^{0.25}} \quad \text{Eq. II.6}$$

Le nombre de Reynolds, qui représente le rapport entre les forces d'inertie et les forces visqueuses est calculé classiquement par :

$$Re = \frac{UD_H}{\nu} \quad \text{Eq. II.7}$$

Dans (Eq. II.7),  $U$  est la vitesse du fluide et  $\nu$  sa viscosité cinématique.

Par soucis de simplicité, nous ne considérons pas ici les pertes de pression singulières.

### II.2.3 Le condenseur

Le condenseur est modélisé par des nœuds thermiques connectés à une température de puits supposée constante. La température et la pression sont calculées à chaque nœud, nous permettant d'obtenir la perte de pression ainsi que le sous-refroidissement en sortie de condenseur.

#### II.2.3.1 *Calcul thermique*

Deux types de nœuds sont utilisés, un pour modéliser la température de la paroi du condenseur (on considère ici une paroi mince parfaitement conductrice qui n'engendre aucune résistance thermique) et un pour la température du fluide. La température de la paroi ( $T_{\text{solide}}$ ) est calculée en premier en résolvant l'équation de conservation de l'énergie appliquée à un nœud solide  $i$ :

$$CS(T_{\text{puits}} - T_{\text{solide}_i}) + CF(T_{\text{fluide}_i} - T_{\text{solide}_i}) = 0 \quad \text{Eq. II.8}$$

Dans (Eq. II.8),  $CS$  est la conductance thermique entre la paroi du condenseur et la température de puits, qui est fixée par les conditions de refroidissement au condenseur et  $CF$  est la conductance thermique entre la paroi du condenseur et le fluide calculée par :

$$CF = hS_i \quad \text{Eq. II.9}$$

Dans (Eq. II.9),  $S_i$  est la surface d'échange entre le fluide et le solide sur la portion de condenseur modélisée par le nœud  $i$  et  $h$  est le coefficient d'échange thermique, que l'on calcule à partir du régime de l'écoulement par :

$$h = \frac{N_u \lambda_f}{D_H} \quad \text{Eq. II.10}$$

Dans (Eq. II.10),  $\lambda_f$  est la conductivité thermique du fluide et  $N_u$  le nombre de Nusselt.

Le nombre de Nusselt, qui représente le rapport entre la résistance conductive et la résistance convective est calculé par la corrélation de Dittus-Boelter (Eq. II.11) dans le cas d'un nœud monophasique :

$$Nu = 0.023 R_e^{0.8} P_r^{0.4} \quad \text{Eq. II.11}$$

Dans (Eq. II.11),  $P_r$  est le nombre de Prandtl, qui représente le rapport entre la diffusivité de quantité de mouvement et la diffusivité thermique. Il est calculé classiquement par :

$$P_r = \frac{\mu C_p}{\lambda} \quad \text{Eq. II.12}$$

Dans (Eq. II.12),  $C_p$  est la capacité calorifique du fluide.

Dans le cas d'un nœud diphasique, plusieurs corrélations existent pour le calcul de  $h$ , qui sont la plupart du temps basées sur un facteur de multiplication diphasique. La corrélation la plus utilisée et celle de Dobson et Chato ([Dobson and Chato (1998)]), qui différencie écoulement laminaire et écoulement à vagues, mais qui nécessite de déterminer au préalable le régime de l'écoulement. Très peu de corrélations permettant de déterminer le régime d'écoulement et le coefficient d'échange thermique existent pour des tubes de petit diamètre (<5mm) et pour de très faibles débits massiques. [Bandhauer et al. (2006)] ont montré que la corrélation de Dobson et Chato n'était pas appropriée pour cette gamme de diamètres de tubes, mais que la corrélation donnée par Shah ([Shah (1979)]) donnait de meilleurs résultats. De plus, cette corrélation a été développée pour des écoulements annulaires. Cette dernière corrélation semble donc mieux adaptée à notre problème, car le condenseur d'une LHP est généralement constitué de tubes de petit diamètre et le faible débit massique de notre écoulement a de fortes chances de générer un écoulement annulaire. Nous avons donc utilisé la corrélation de Shah (Eq. II.13) pour le calcul du coefficient d'échange thermique d'un nœud diphasique.

$$Nu = 0.023 R_{el}^{0.8} P_{\eta}^{0.4} \left[ 1 + \frac{3.8}{P_r^{0.38}} \left( \frac{x}{1-x} \right)^{0.76} \right] \quad \text{Eq. II.13}$$

Dans (Eq. II.13),  $x$  est le titre en vapeur d'un volume de fluide.

Ensuite, nous calculons la température du nœud fluide en résolvant l'équation de conservation de l'énergie appliquée à un nœud fluide (Eq. II.14).

$$\dot{m}C_p (T_{\text{fluide}_{i-1}} - T_{\text{fluide}_i}) + CF(T_{\text{solide}_i} - T_{\text{fluide}_i}) = 0 \quad \text{Eq. II.14}$$

Dans le cas d'un nœud fluide diphasique, sa température est considérée égale à la température de saturation.

Finalement, on calcule l'enthalpie du nœud fluide (Eq. II.15), afin de pouvoir déterminer son état thermodynamique.

$$H_i = H_{i-1} + \frac{Q}{\dot{m}} \quad \text{Eq. II.15}$$

Dans (Eq. II.15),  $H_i$  est l'enthalpie massique du nœud fluide  $i$  et  $Q$  est le flux thermique gagné par ce nœud fluide.

Le titre de vapeur d'un nœud fluide  $i$  est ainsi calculé par (Eq. II.16) :

$$x_i = \frac{H_i - H_{\text{liq}}(T_{\text{sat}})}{H_{\text{vap}}(T_{\text{sat}}) - H_{\text{liq}}(T_{\text{sat}})} \quad \text{Eq. II.16}$$

### II.2.3.2 Calcul fluidique

Les pertes de pression sont calculées à chaque nœud fluide. Comme pour le calcul de coefficient thermique, de nombreuses corrélations ont été proposées pour déterminer les pertes de pression dans un écoulement diphasique. La méthode la plus simple, le modèle de mélange homogène, fait l'hypothèse que les deux phases ont la même vitesse et sont en équilibre thermodynamique. Une autre méthode, dite d'écoulements séparés, est plus physique mais nécessite de connaître le régime d'écoulement. Comme nous l'avons dit dans le cas du calcul du coefficient d'échange thermique, il est difficile de calculer la fraction de vide et donc le régime d'écoulement pour notre gamme de diamètre de tube et de débit massique. De plus, [Triplett et al. (1999)] montrent que le modèle de mélange homogène marche raisonnablement bien avec de l'ammoniac comme fluide de travail et pour notre gamme de diamètre de tubes. Cette approche étant également la plus facile à mettre en œuvre, c'est celle que nous avons choisie d'adopter.

Les pertes de pression sont donc calculées pour des nœuds diphasiques de la même manière que pour des nœuds monophasiques, avec un nombre de Reynolds équivalent  $Re_{eq}$  de l'écoulement calculé grâce à la masse volumique équivalente  $\rho_{eq}$  (Eq. II.17) et à la viscosité dynamique  $\mu_{eq}$  (Eq. II.18) équivalente.

$$\rho_{eq} = \left( \frac{x}{\rho_v} + \frac{(1-x)}{\rho_l} \right)^{-1} \quad \text{Eq. II.17}$$

$$\mu_{eq} = \left( \frac{x}{\mu_v} + \frac{(1-x)}{\mu_l} \right)^{-1} \quad \text{Eq. II.18}$$

### II.2.4 Le réservoir

On fait l'hypothèse qu'une interface liquide-vapeur est toujours présente dans le réservoir, permettant à celui-ci de se retrouver constamment dans des conditions de saturation.

Un seul nœud est utilisé pour modéliser le réservoir. La résolution de l'équation de conservation de l'énergie appliquée à celui-ci (Eq. II.19) nous permet de déterminer sa température.

$$Q_{parasite} - Q_{pertes} - Q_{sous\_refroidissement} = 0 \quad \text{Eq. II.19}$$

Dans (Eq. II.19),  $Q_{parasite}$  est le flux thermique parasite passant à travers la mèche poreuse,  $Q_{pertes}$  est le flux thermique échangé avec l'extérieur et  $Q_{sous\_refroidissement}$  est le flux thermique apporté par le condenseur. Ce dernier est calculé connaissant le débit massique de l'écoulement ainsi que la température de sortie du condenseur par (Eq. II.20). Le flux thermique échangé avec l'extérieur est estimé en utilisant une température extérieure  $T_{ext}$  constante associée à une conductance thermique CE représentative de la convection naturelle pouvant avoir lieu autour du réservoir ( $Q_{pertes}=0$  si le réservoir est parfaitement isolé thermiquement avec l'extérieur).

$$Q_{sous\_refroidissement} = \dot{m}C_p(T_{res} - T_{sortie\_condenseur}) \quad \text{Eq. II.20}$$

$$Q_{pertes} = CE(T_{res} - T_{ext}) \quad \text{Eq. II.21}$$

L'originalité de ce modèle mixte par rapport à un modèle nodal classique réside dans le calcul des fuites thermiques depuis l'évaporateur  $Q_{parasite}$ . En effet, celles-ci sont généralement calculées à partir de la différence de température globale entre l'entrée et la sortie de la mèche et une conductivité thermique équivalente du milieu poreux ([Kaya and Hoang (1999)] par exemple). Ici, ce paramètre, qui est pourtant très sensible et très important, aussi bien pour le dimensionnement que pour la modélisation d'une LHP, est directement calculé par notre modèle d'évaporateur. Cela nous permet, d'une part de le calculer avec beaucoup plus de précision, mais surtout, d'avoir la possibilité de le calculer tout en considérant une poche de vapeur dans la mèche poreuse, ce qui n'est pas le cas avec les modèles nodaux traditionnels.

$$Q_{parasite} = \int \lambda_l \frac{\partial T}{\partial y} dx \quad \text{Eq. II.22}$$

Dans (Eq. II.22), l'intégrale est réalisée sur la première rangée de pores en entrée de la mèche (voir le détail des calculs dans l'évaporateur en annexe A).

## II.3 Flux thermique parasite

Le flux thermique parasite dans l'évaporateur (flux perdu par conduction à travers la mèche) est un paramètre très important dans notre modèle. En effet, un calcul rapide montre que si ce flux thermique atteint environ 25% de la charge thermique totale appliquée à

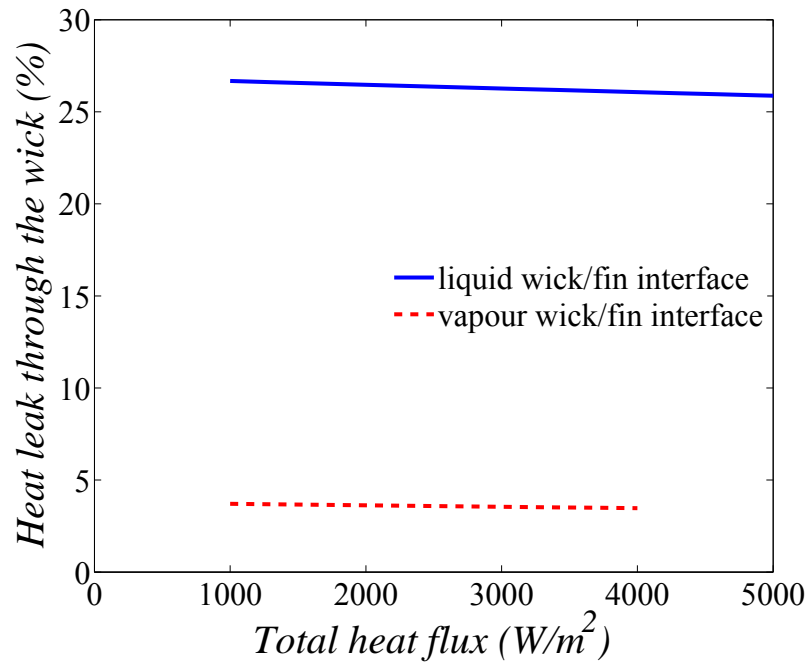


l'évaporateur, et si l'on suppose par ailleurs que tout le flux thermique restant est utilisé pour vaporiser le liquide (ce qui n'est pas complètement vrai), le sous-refroidissement nécessaire au bon fonctionnement de la boucle est de l'ordre de 100°C (si l'on considère de l'ammoniac comme fluide de travail). Afin de garantir un bon fonctionnement de la boucle tout en ayant recours à un sous-refroidissement raisonnable, le flux thermique parasite ne doit pas excéder 5% de la charge totale imposée à l'évaporateur. De plus, si l'on veut être complet, on se doit de préciser que le flux thermique parasite (qui est en réalité la somme des flux thermiques échangés entre l'évaporateur et le réservoir) n'est pas uniquement composé par la conduction dans la mèche poreuse, mais également par la conduction dans le bâti métallique. Cependant, cette dernière étant fortement liée à la conception de l'ensemble évaporateur réservoir, nous la négligerons dans le reste de notre étude.

### II.3.1 Influence de l'interface mèche poreuse / ailette

La vapeur étant un bien meilleur isolant thermique que le liquide, le flux thermique parasite est généralement très faible lorsqu'une poche de vapeur est présente dans la mèche. Par contre, celui-ci peut être très important lorsque la mèche est saturée en liquide. Comme cela est précisé dans [Coquard (2006)], deux hypothèses peuvent être faites concernant les conditions initiales de remplissage de la mèche poreuse avant qu'une poche de vapeur ne se développe dans celle-ci. La première est de supposer la mèche entièrement saturée de liquide et en contact parfait avec l'ailette, que l'on appellera « interface mèche/ailette liquide ». La deuxième est de considérer la première rangée de pores sous l'ailette remplie de vapeur alors que le reste de la mèche est entièrement saturé de liquide, que l'on appellera « interface mèche/ailette vapeur ». Cette dernière hypothèse peut être justifiée par la surchauffe de nucléation que l'on se fixe ainsi que par un contact qui ne serait pas parfait entre l'ailette et le milieu poreux. Cette situation avec la première rangée de pores sous l'ailette sous forme vapeur se forme dans tous les cas, pour une charge thermique plus ou moins importante. Elle peut être favorisée par exemple par l'emploi d'un matériau isolant pour la mèche poreuse (ce qui entraîne une montée en température rapide de l'interface mèche/ailette).

La figure II.5 présente l'évolution du flux thermique parasite pour une mèche saturée en liquide dans les deux hypothèses sur les conditions initiales sous l'ailette discutées précédemment, pour une mèche dont la conductivité thermique du matériau constitutif est de  $1 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  (matériau peu conducteur thermique) et de perméabilité  $1.3.10^{-13} \text{ m}^2$ . Il est clairement visible sur cette figure que la situation avec une interface mèche/ailette sous forme liquide génère un flux parasite très important alors que celui-ci est largement limité sous la seconde hypothèse. Cette observation peut expliquer en partie certaines limites inférieures de charges thermiques applicables à un évaporateur ou même certaines surchauffes de démarrage. En effet, si l'on suppose que la nucléation de la vapeur n'apparaît pas facilement sous l'ailette pour les faibles charges thermiques, le flux parasite à travers la mèche peut entraîner une montée en température du réservoir dangereuse pour le bon fonctionnement de la boucle. Cependant, on peut également imaginer que le scénario présentant une interface mèche/ailette remplie de vapeur est le plus probable en raison d'une conception de l'ensemble qui serait orientée dans ce sens ou simplement en raison des conditions de fabrication qui privilégieraient cette situation.

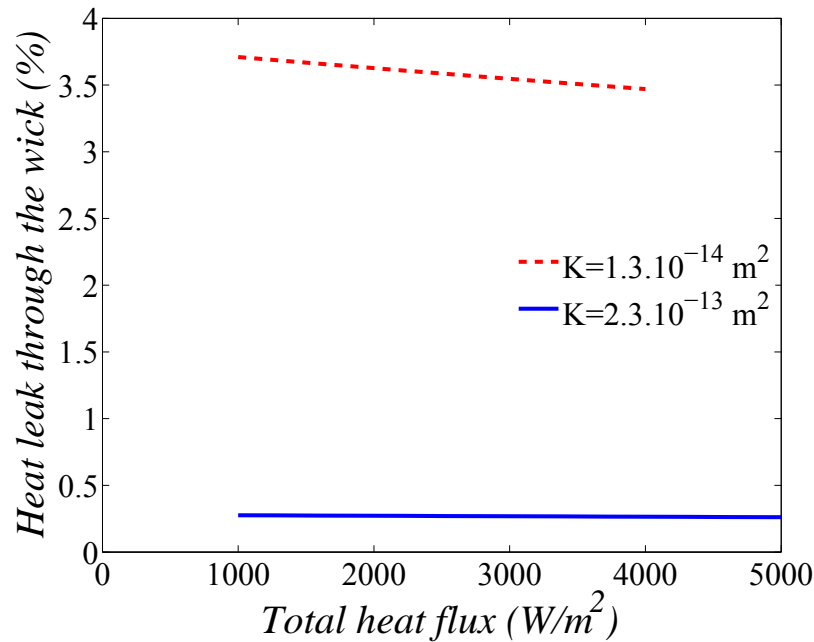


**Figure II.5 : Evolution du flux thermique parasite en fonction de la charge thermique appliquée pour les deux conditions initiales de remplissage de la mèche considérées.**

### II.3.2 Influence de la perméabilité du milieu poreux

D'autres paramètres de la mèche poreuse comme la conductivité thermique, la taille de l'ailette et sa position ou encore la perméabilité de la mèche ont une influence sur le flux thermique parasite (voir [Coquard (2006)]).

Nous n'allons parler ici que de la perméabilité du milieu poreux, celle-ci ayant une importance particulièrement importante dans le scénario présentant l'interface mèche/ailette remplie de vapeur, qui est l'hypothèse retenue dans ce chapitre. En effet, une seule rangée de pores remplie de phase vapeur sous l'ailette est suffisante pour générer une perte de pression non négligeable directement dépendante de la perméabilité. Une faible perméabilité entraîne une importante perte de pression et par conséquent une température de saturation plus importante et donc une proportion plus importante de flux parasite. La figure II.6 présente ce résultat toujours pour une conductivité thermique du matériau constitutif de la mèche poreuse de  $1 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  dans le cas d'une interface mèche/ailette remplie de vapeur et pour deux perméabilités  $K = 1.3.10^{-14} \text{ m}^2$  et  $K = 2.3.10^{-13} \text{ m}^2$ .



**Figure II.6 : Evolution du flux thermique parasite en fonction de la charge thermique appliquée pour une interface mèche/ailette vapeur pour deux perméabilités du milieu poreux.**

## II.4 Résultats du modèle mixte de LHP

Dans ce paragraphe, nous avons choisi une conductivité thermique pour le matériau constitutif de la mèche poreuse de  $0.2 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  et une perméabilité de la mèche poreuse de  $4.10^{-14} \text{ m}^2$ . L'interface mèche/ailette est de la supposée remplie de vapeur initialement.

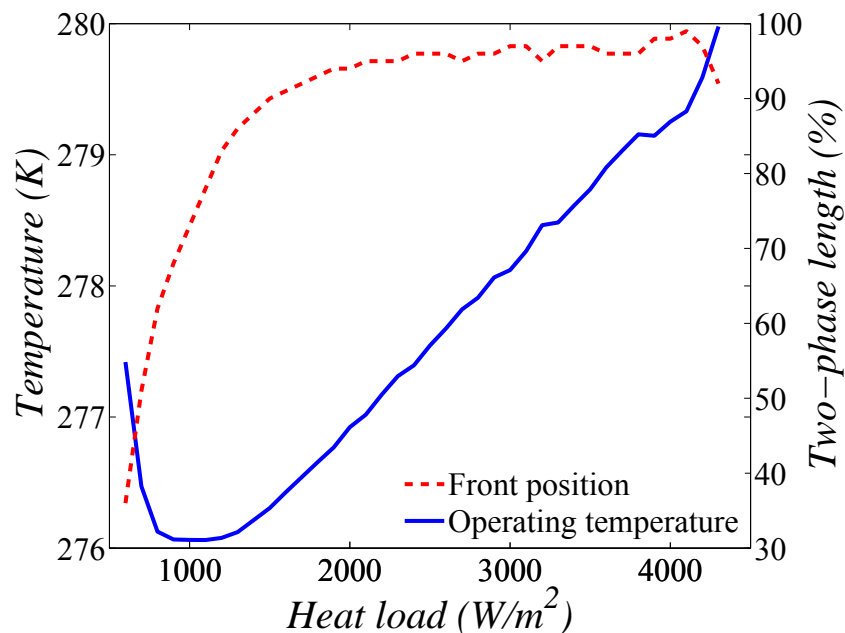
### II.4.1 Mèche poreuse saturée en liquide

Si l'on suppose que le réservoir est toujours dans des conditions de saturation grâce à l'interface liquide vapeur présente dans celui-ci, cela entraîne classiquement une courbe de fonctionnement dite en « V ». Ce mode de fonctionnement est appelé « avec chambre de compensation diphasique » par [Chernysheva et al. (2007)].

La figure II.7 présente la température de fonctionnement (nous prenons ici la température de la vapeur dans les cannelures) ainsi que la position du front (interface entre la zone diphasique et la zone liquide) dans le condenseur pour une mèche saturée en liquide. Cette courbe montre un bon accord avec le résultat attendu, on observe en effet une évolution de la température de fonctionnement suivant une courbe en « V ». Cette allure est classiquement expliquée par la position du front de condensation dans le condenseur ([Maydanik (2005)]). On remarque en effet que la longueur diphasique dans le condenseur est responsable du changement de pente de la courbe de température. Dans la première partie de la figure, la température de fonctionnement de la boucle diminue avec la puissance en raison de l'augmentation du flux thermique de sous-refroidissement (Eq. II.20) provoqué par l'augmentation du débit massique. Dans la seconde partie, la température augmente avec la

charge thermique, le condenseur étant entièrement utilisé (longueur diphasique  $\sim 100\%$ ), le seul moyen de maintenir un flux thermique de sous-refroidissement suffisant étant d'augmenter la différence de température entre l'entrée et la sortie du condenseur et donc d'augmenter la température de fonctionnement de la boucle.

Le début de l'envahissement de la mèche par la vapeur, provoqué par les pertes de pression générées dans la première rangée de pores sous l'ailette, est atteint pour une charge thermique de  $4\,300\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ .

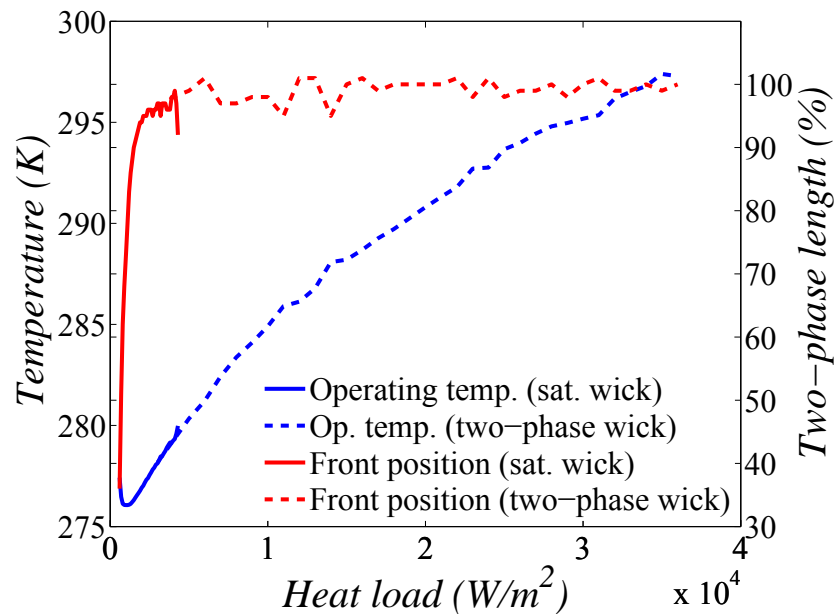


**Figure II.7 : Température de fonctionnement et position du front de condensation dans le condenseur en fonction de la charge thermique avant l'apparition d'une poche de vapeur dans la mèche poreuse.**

#### II.4.2 Présence d'une poche de vapeur dans la mèche poreuse

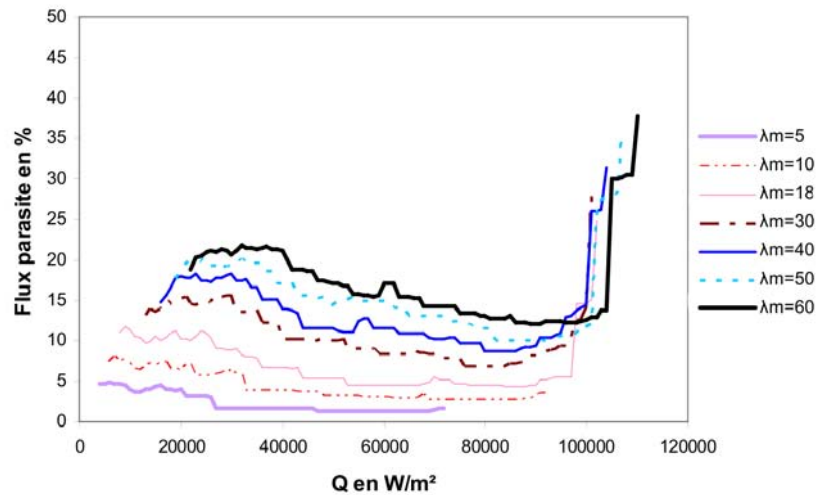
La figure II.7 montre les courbes de fonctionnement de l'évaporateur lorsque la mèche poreuse est complètement saturée en liquide. Cette situation est caractérisée par une conductance de l'évaporateur constante (voir [Coquard (2006)]), ce qui est généralement admis dans les modèles nodaux de LHP. Nous allons voir maintenant comment évoluent ces courbes lorsqu'une poche de vapeur se développe dans la mèche poreuse, entraînant une dégradation de la conductance de l'évaporateur.

La figure II.8 présente l'évolution de la température de fonctionnement de l'évaporateur (la température de la vapeur dans les cannelures) pour des charges thermiques plus importantes, pour lesquelles une poche de vapeur peut se développer sous l'ailette.



**Figure II.8 : Température de fonctionnement et position du front de condensation dans le condenseur en fonction de la charge thermique.**

Traditionnellement, la courbe de fonctionnement d'une LHP est divisée en deux parties dans le cas d'un réservoir diphasique. La première est appelée « mode à conductance variable », lorsque le condenseur n'est pas utilisé complètement, la température de fonctionnement diminue alors avec la charge thermique. La seconde est appelée « mode à conductance constante », lorsque le condenseur est entièrement diphasique, la température augmente alors linéairement avec la charge thermique. Sur la figure II.8, on retrouve bien les deux modes de fonctionnement attendus, à la différence que la température de fonctionnement n'augmente plus linéairement (comme cela était le cas sur la figure II.7) pour des charges thermiques importantes lorsqu'une poche de vapeur se développe sous l'ailette. Dans cette situation la pente de la courbe de température diminue légèrement avec la puissance. Cette évolution de pente s'explique par l'évolution du flux thermique parasite dans la mèche. En effet, lorsqu'une poche de vapeur se développe dans la mèche, la résistance thermique générée par la vapeur réduit considérablement le flux parasite (voir figure II.9) et par conséquent la température de fonctionnement de l'évaporateur par rapport à celle calculée de façon classique en supposant une mèche complètement saturée en liquide. Ce phénomène explique également les légères fluctuations que l'on peut observer sur nos courbes, le développement de la poche de vapeur se faisant ici entre deux solutions stationnaires, celui-ci peut être plus ou moins brutal entre deux niveaux de puissance.



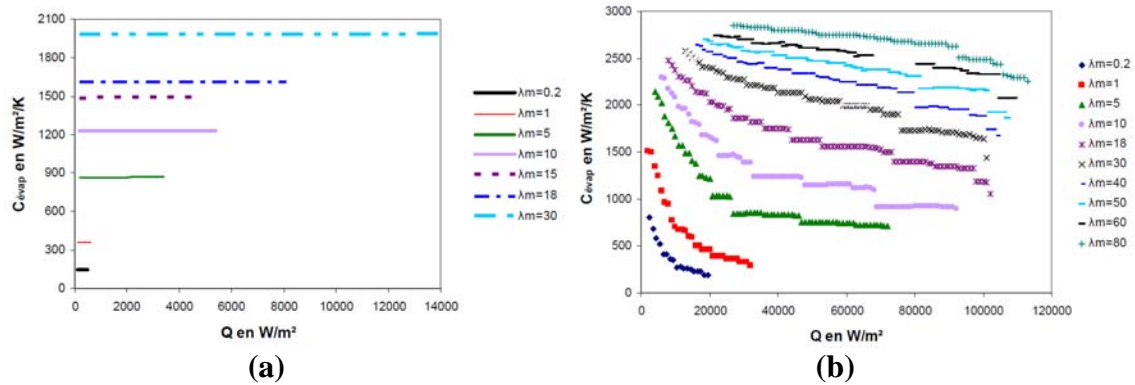
**Figure II.9 : Evolution du flux parasite pour différentes conductivités de mèches poreuses lorsqu'une poche de vapeur se développe dans le milieu poreux [Coquard (2006)].**

Plus généralement, la courbe de température de fonctionnement commence à évoluer de façon non linéaire lorsque la conductance de l'évaporateur  $C_{evap}$  (Eq. II.23) n'est plus constante (voir figure II.10). Cette observation nous amène à proposer un troisième mode de fonctionnement pour une LHP fonctionnant avec un réservoir diphasique, qui s'appellerait « mode à conductance de l'évaporateur variable ». Ce troisième mode intervenant lorsqu'une poche de vapeur est présente dans la mèche. Généralement, cela se produit pour des puissances thermiques importantes, lorsque la LHP fonctionne déjà suivant le mode à conductance constante.

On rappelle que la conductance de l'évaporateur est calculée comme suit :

$$C_{evap} = \frac{Q}{T_{max} - T_{can}} \quad \text{Eq. II.23}$$

Ce résultat est intéressant, car il montre que contrairement à ce que nous pensions après l'étude de l'évaporateur seul, une résistance thermique supplémentaire apportée par une poche de vapeur dans la mèche poreuse n'entraîne pas nécessairement une augmentation de la température générale de la LHP, la charge thermique totale appliquée étant différemment répartie.



**Figure II.10 : Evolution de la conductance de l'évaporateur lorsque la mèche est complètement saturée de liquide (a) et lorsqu'une poche de vapeur est présente dans la mèche (b) [Coquard (2006)].**

## II.5 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre que l'étude de l'évaporateur capillaire séparément ne permettait pas dans tous les cas de tirer des conclusions générales quand aux performances du système. L'influence de la boucle sur le choix de la perméabilité optimale de la mèche poreuse en est un exemple.

Un modèle nodal de boucle a permis d'utiliser le modèle de réseau de pores développé pour l'évaporateur capillaire afin de retrouver les courbes de fonctionnement d'une LHP. Cela nous permet donc de montrer qu'un modèle précis du milieu poreux est consistant avec l'étude d'une LHP d'un point de vue système. Il a notamment été mis en évidence un phénomène n'ayant pas encore été modélisé, qui est le fonctionnement d'une LHP avec une poche de vapeur dans la mèche poreuse. Cette analyse a permis de décrire un nouveau mode de fonctionnement pouvant apparaître lorsque la conductance à l'évaporateur ne peut plus être considérée comme constante.

Le type d'approche présentée ici permet, une fois le modèle corrélé, de faire des calculs d'ingénierie avec un modèle nodal simple. Par rapport aux modèles existants, l'utilisation d'une description précise du milieu poreux se révèle un outil intéressant pour palier le besoin de données empiriques généralement requises.





## Partie 2

# Déplacement d'un fluide mouillant par un fluide non mouillant en milieu poreux par pressurisation

Dans cette deuxième partie, on se propose d'étudier le drainage (déplacement d'un fluide mouillant par un fluide non mouillant) dans un milieu poreux par pressurisation du fluide envahisseur (fluide non mouillant). L'objectif de ce travail est de comprendre et de modéliser la dynamique de déplacement d'un fluide non compressible (liquide) drainé par un fluide compressible (gaz). Contrairement à la majorité des travaux antérieurs dans ce domaine, la compressibilité du fluide envahisseur est ici prise en compte et nous montrerons que son influence peut être spectaculaire sous certaines conditions. Dans une LHP, cette situation peut survenir lorsqu'une poche de vapeur se développe sous l'ailette. L'étude présentée ici est un problème simplifié où les transferts thermiques et le changement de phase sont négligés. Nous nous intéresserons également aux films liquides dynamiques laissés par le fluide mouillant en se retirant et analyserons dans quelle mesure ils peuvent affecter la cinématique du drainage.

Le second objectif de cette étude est de valider un modèle hydrodynamique de croissance de gaz en milieu poreux basé sur une approche de type réseau de pores. Ce modèle sera par la suite complété afin de prendre en compte les transferts thermiques et le changement de phase pour pouvoir être utilisé dans le cadre de notre problématique. Cette première étape nous offre une possibilité de validation quantitative intéressante et plus facilement accessible grâce à son caractère isotherme.

Nous présenterons le modèle numérique en introduction de cette partie dans le chapitre III, puis une première étape de validation en 1D sera réalisée dans le chapitre IV et le chapitre V présentera l'étude expérimentale réalisée pour la validation en 2D sur un réseau de pores modèle.

Dans le contexte de l'étude des évaporateurs capillaires, cette partie doit donc être comprise comme une partie préliminaire, permettant notamment de développer et de tester un algorithme de croissance de poche de gaz, qui sera utile pour la modélisation des transferts dans les mèches poreuses des évaporateurs capillaires.



---

## Sommaire

---

CHAPITRE III	MODELE NUMERIQUE DE DRAINAGE ISOTHERME EN MILIEU POREUX PAR PRESSURISATION	- 53 -
III.1	Modèle géométrique.....	- 53 -
III.2	Modèle hydrodynamique.....	- 56 -
III.2.1	<i>Hypothèses</i> .....	- 56 -
III.2.2	<i>Transferts de masse</i> .....	- 56 -
III.2.3	<i>Conditions aux limites</i> .....	- 59 -
III.2.4	<i>Conditions initiales</i> .....	- 63 -
III.3	Algorithme de croissance.....	- 63 -
III.3.1	<i>Etape de pressurisation</i> .....	- 64 -
III.3.2	<i>Etape de remplissage</i> .....	- 65 -
III.4	Films dynamiques.....	- 67 -
III.5	Amas piégés.....	- 69 -
III.6	Conclusion.....	- 70 -
CHAPITRE IV	VALIDATION EXPERIMENTALE DU MODELE NUMERIQUE DANS UNE SITUATION 1D (TUBES CAPILLAIRES)	- 71 -
IV.1	Matériel expérimental.....	- 71 -
IV.1.1	<i>Tubes capillaires</i> .....	- 71 -
IV.1.2	<i>Les fluides</i> .....	- 72 -
IV.1.3	<i>Dispositif expérimental</i> .....	- 73 -
IV.2	Techniques de mesures.....	- 73 -
IV.2.1	<i>Techniques de visualisation</i> .....	- 73 -
IV.2.2	<i>Mesure de la pression</i> .....	- 74 -
IV.3	Protocole expérimental.....	- 74 -
IV.4	Modèle numérique.....	- 75 -
IV.5	Résultats.....	- 75 -
IV.5.1	<i>Taux de compression</i> .....	- 76 -
IV.5.2	<i>Viscosité</i> .....	- 79 -
IV.5.3	<i>Géométrie</i> .....	- 80 -
IV.5.4	<i>Quantité de gaz</i> .....	- 80 -
IV.5.5	<i>Matériau</i> .....	- 82 -
IV.5.6	<i>Influence du nombre capillaire</i> .....	- 82 -
IV.6	Exploitation.....	- 83 -
IV.6.1	<i>Influence de la compressibilité du gaz</i> .....	- 83 -
IV.6.2	<i>Influence du volume initial de gaz</i> .....	- 84 -
IV.7	Conclusion.....	- 85 -
CHAPITRE V	VALIDATION EXPERIMENTALE DU MODELE NUMERIQUE DE DRAINAGE ISOTHERME DANS UN RESEAU DE PORES	- 87 -

V.1	Matériel expérimental .....	- 87 -
V.1.1	<i>Micro modèles</i> .....	- 87 -
V.1.2	<i>Les fluides</i> .....	- 90 -
V.1.3	<i>Matériel</i> .....	- 90 -
V.2	Techniques de mesures.....	- 91 -
V.2.1	<i>Technique de visualisation</i> .....	- 91 -
V.2.2	<i>Mesure de la pression</i> .....	- 91 -
V.3	Protocole expérimental.....	- 91 -
V.4	Modèle numérique.....	- 91 -
V.5	Résultats .....	- 92 -
V.5.1	<i>Nombre capillaire faible</i> .....	- 92 -
V.5.2	<i>Nombre capillaire moyen</i> .....	- 96 -
V.5.3	<i>Nombre capillaire fort</i> .....	- 102 -
V.6	Conclusion.....	- 104 -

## Chapitre III    Modèle numérique de drainage isotherme en milieu poreux par pressurisation

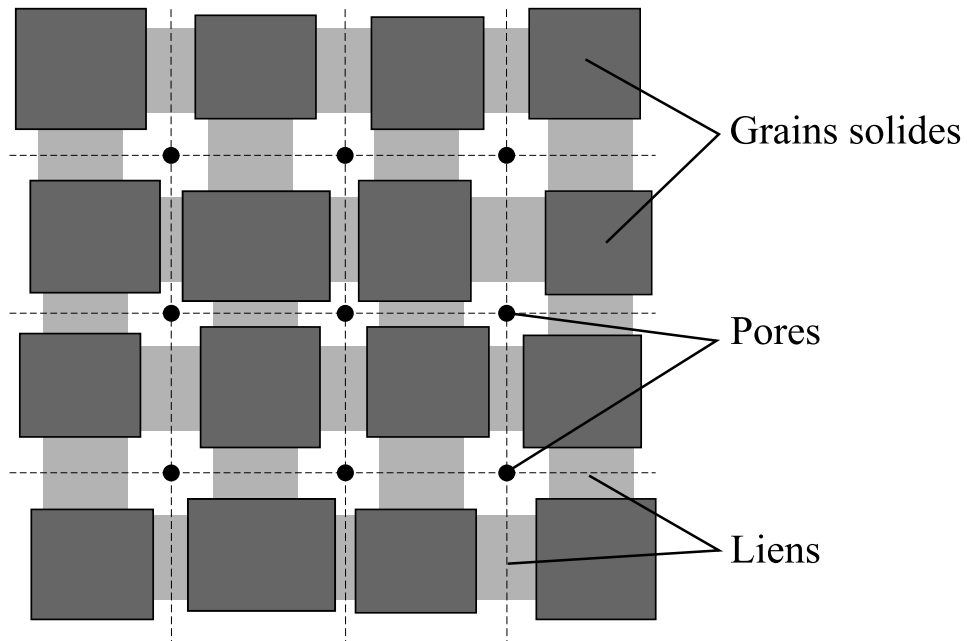
Dans ce chapitre, nous détaillons le modèle numérique développé, en commençant par décrire le modèle géométrique retenu, puis le modèle hydrodynamique, en précisant nos hypothèses de travail ainsi que nos conditions aux limites. Nous présenterons ensuite l'algorithme développé pour gérer la croissance de l'interface et enfin, nous terminerons en discutant de deux points particuliers que sont les films liquides dynamiques et les amas piégés.

Il convient de préciser que dans tout ce qui suit, le fluide non mouillant (envahisseur) est assimilé à un gaz (compressible) alors que le fluide mouillant (déplacé) est assimilé à un liquide (incompressible).

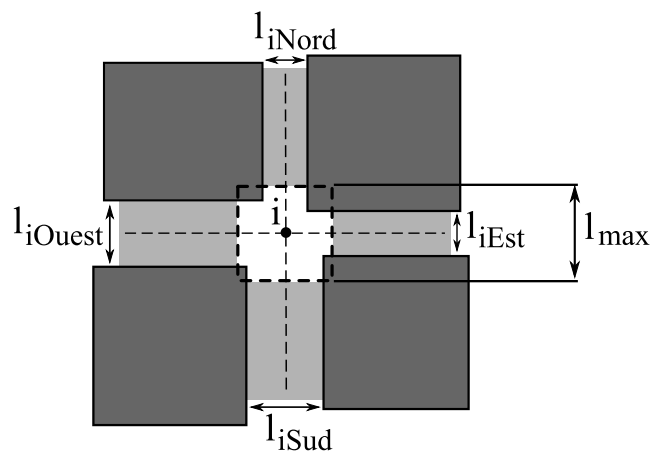
### III.1    Modèle géométrique

Notre modèle est basé sur une approche de réseau de pores formé par des canaux de section rectangulaire, qui distingue les pores des liens (voir figure III.1). L'espace occupé par les pores est représenté en blanc, celui occupé par les liens en gris clair et la matrice solide est représentée en gris foncé. La figure III.2 présente la convention que nous avons adoptée pour délimiter l'espace géométrique des pores, ceux-ci occupant l'espace compris dans un cube ayant pour coté la largeur maximale des liens  $l_{max}$  (voir figure III.4). La distance entre pores  $d$  est constante et identique dans les deux directions, tout comme la profondeur  $e$  des liens et des pores (voir figure III.3). La largeur de chaque lien  $l_{ij}$  est attribuée aléatoirement suivant une loi de probabilité uniforme discrète dans un intervalle  $[l_{min}; l_{max}]$ .

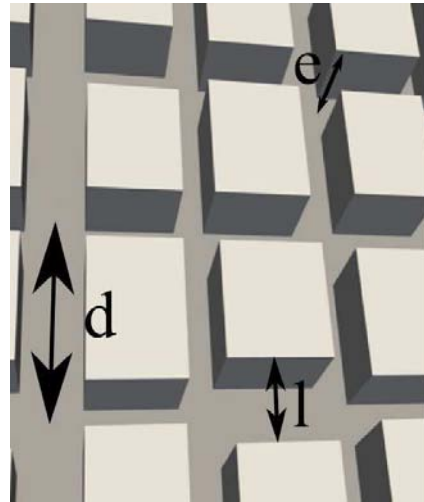
La matrice utilisée pour les calculs des transferts de masse est une matrice carrée dont les nœuds correspondent aux pores du réseau. Ces nœuds sont représentés par des points noirs sur la figure III.1 . Le champ de pression est donc déterminé uniquement dans les pores.



**Figure III.1 : Exemple de réseau de pores utilisé. La partie solide est présentée en gris foncé, les liens en gris clair et les pores en blanc.**



**Figure III.2 : Définition de l'espace géométrique d'un pore. La partie solide est représentée en gris foncé, les liens en gris clair et le pore en blanc.**

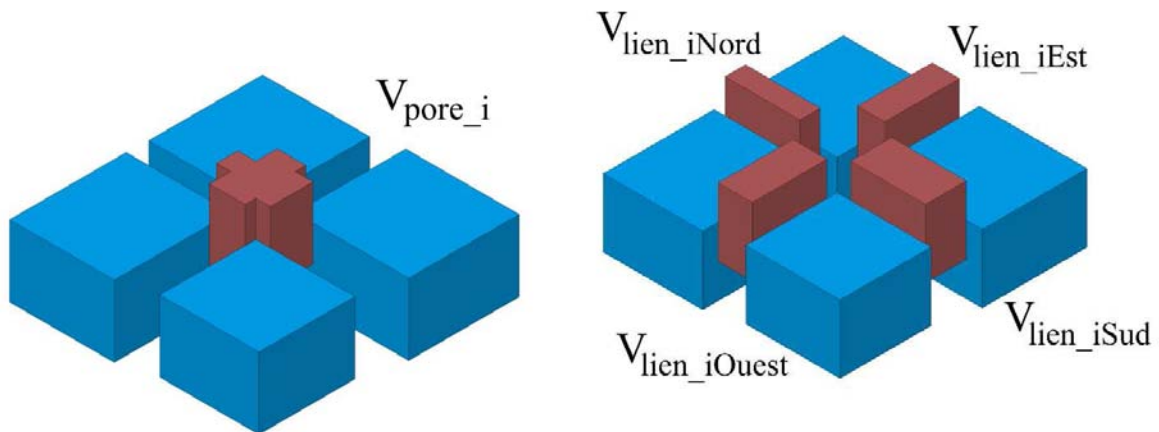


**Figure III.3 : Représentation 3D du réseau de pores utilisé.**

Les volumes des pores et des liens sont définis par (Eq. III.1) et (Eq. III.2) respectivement. La figure III.4 présente une vue 3D de ces volumes.

$$V_{pore\_i} = e \left[ l_{max}^2 - \frac{1}{4} (2l_{max} - l_{iNord} - l_{iSud}) (2l_{max} - l_{iEst} - l_{iOuest}) \right] \quad \text{Eq. III.1}$$

$$V_{lien\_ij} = e [(d - l_{max}) l_{ij}] \quad \text{où } j = Nord, Est, Sud \text{ ou Ouest} \quad \text{Eq. III.2}$$



**Figure III.4 : Représentation 3D du volume occupé par les pores et les liens.**

## III.2 Modèle hydrodynamique

### III.2.1 Hypothèses

- Fluide mouillant incompressible (liquide)
- Fluide non mouillant compressible (gaz)
- Effets visqueux négligés dans le gaz
- Fluides non miscibles
- Gravité négligée
- Transferts thermiques négligés
- Angle de contact nul

### III.2.2 Transferts de masse

L'écoulement n'est calculé que dans les liens, assimilés à des tubes capillaires, les pores jouant un rôle de réservoir.

#### III.2.2.1 *Fluide non mouillant : Loi des gaz parfaits*

Les effets visqueux étant négligés dans la phase non mouillante, la pression dans la poche gazeuse est uniforme et obéit à la loi des gaz parfaits (Eq. III.3).

$$P_{gaz} = \frac{mRT}{VM} \quad \text{Eq. III.3}$$

Dans (Eq. III.3)  $P_{gaz}$  est la pression dans le gaz,  $m$  sa masse,  $T$  sa température,  $V$  son volume,  $M$  sa masse molaire et  $R$  représente la constante universelle des gaz parfaits.

#### III.2.2.2 *Fluide mouillant : Ecoulement de Poiseuille*

Le liquide étant supposé newtonien et incompressible, l'écoulement dans les liens (assimilables à des tubes capillaires) est classiquement décrit par la loi de Poiseuille (Eq. III.4), qui néglige les effets inertiels. Le débit massique dans un lien est donc linéairement dépendant de la différence de pression aux bornes de celui-ci.

$$q_{ij} = \frac{g_{ij}}{\mu} \rho_l \Delta P_{ij} \quad \text{Eq. III.4}$$

Dans (Eq. III.4),  $q_{ij}$  est le débit massique dans le lien entre les pores  $i$  et  $j$  (voir figure III.5),  $\Delta P_{ij}$  la différence de pression entre les pores  $i$  et  $j$ ,  $\mu$  la viscosité dynamique du liquide et  $g_{ij}$  la conductance hydraulique du lien, qui est un paramètre purement géométrique (Eq. III.5).

$$g_{ij} = \frac{S_{ij} k_{ij}}{d} \quad \text{Eq. III.5}$$



Dans (Eq. III.5),  $S_{ij}$  est la section de passage du fluide dans le lien (voir figure III.6) et  $k_{ij}$  sa perméabilité, définie par (Eq. III.6).

$$k_{ij} = \frac{2}{Po_{ij}} \left( \frac{l_{ij}e}{l_{ij} + e} \right)^2 \quad \text{Eq. III.6}$$

Dans (Eq. III.6),  $Po_{ij}$  est le nombre de Poiseuille théorique associé au lien, calculé en utilisant la formule proposée par Tirunarayanan et Ramachandran ([Anduze (2000)]) (Eq. III.7).

$$Po_{ij} = 14.227 + 1402.5 \left( \frac{1 + r_{ij}(\sqrt{2} - 1)}{4(1 + r_{ij})} - \frac{\sqrt{2}}{8} \right) \quad \text{Eq. III.7}$$

Dans (Eq. III.7),  $r_{ij}$  correspond au rapport d'aspect du lien (Eq. III.8).

$$r_{ij} = \frac{l_{ij}}{e} \quad \text{Eq. III.8}$$

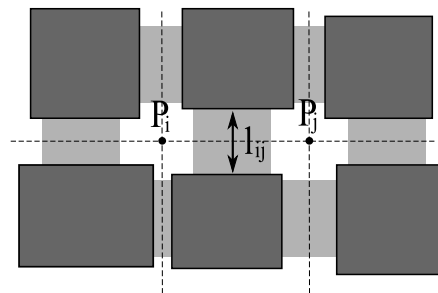


Figure III.5 : Transferts de masse dans le réseau.

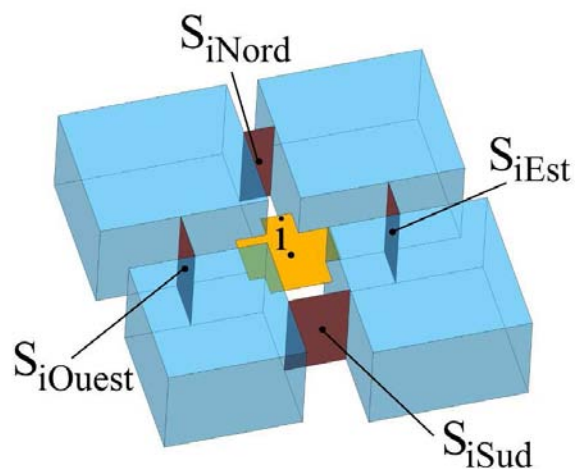


Figure III.6 : Représentation 3D de la section de passage du fluide.

## III.2.2.3 Conservation de la masse

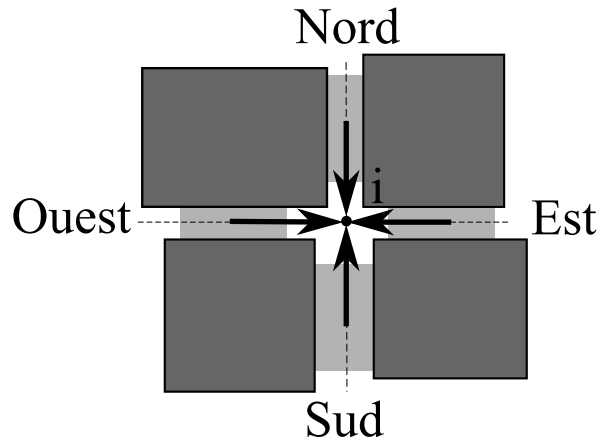


Figure III.7 : Conservation de la masse.

Nous écrivons la conservation de la masse (Eq. III.9) dans tous les pores remplis de liquide.

$$\sum_j q_{ij} = 0 \quad \text{Eq. III.9}$$

Dans (Eq. III.9), l'indice  $j$  parcourt tous les pores adjacents au pore  $i$  remplis de liquide (Nord, Est, Sud et Ouest, voir figure III.7).

En remplaçant  $q_{ij}$  par (Eq. III.4) dans (Eq. III.9), nous obtenons un système linéaire nous permettant de déterminer le champ de pression dans la phase mouillante.

## III.2.2.4 Capillarité

La capillarité est prise en compte grâce à loi de Young-Laplace (Eq. III.10). Celle-ci exprime la différence de pression capillaire à l'interface entre les deux fluides, engendrée par la forme de son interface (sa courbure) et sa tension de surface.

$$P_{cap} = \sigma \left( \frac{1}{R_{c1}} + \frac{1}{R_{c2}} \right) \quad \text{Eq. III.10}$$

Dans (Eq. III.10),  $\sigma$  est la tension de surface,  $R_{c1}$  le rayon de courbure principal du ménisque et  $R_{c2}$  son rayon de courbure principal dans le plan perpendiculaire à celui de l'étude.

Dans notre modèle, le liquide est supposé parfaitement mouillant (angle de contact nul) et les liens ont une section rectangulaire. Il est alors possible de définir une pression capillaire seuil, correspondant à la différence de pression capillaire maximale générée dans les liens (Eq. III.11). Pour cela, nous exprimons  $R_{c1}$  et  $R_{c2}$  par  $\frac{l_{ij}}{2}$  et  $\frac{e}{2}$  respectivement (voir par exemple [Lenormand et al. (1983)]).

$$P_{cap\_seuil\_ij} = 2\sigma \left( \frac{1}{l_{ij}} + \frac{1}{e} \right) \quad \text{Eq. III.11}$$

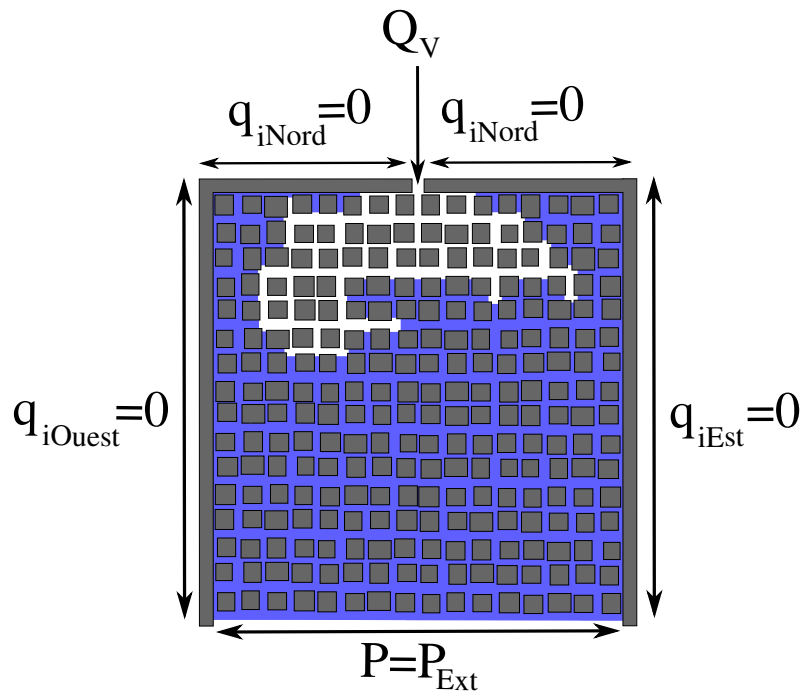
Par soucis de simplification, on fait l'hypothèse que le rayon de courbure n'est affecté ni par l'écoulement ni par la position du ménisque dans le lien ([Aker et al. (1998) b]).

Dans les pores, le rayon de courbure du ménisque est beaucoup plus grand que dans un lien. C'est donc le rayon de courbure développé dans le plan perpendiculaire au plan d'étude qui sera le paramètre critique pour le calcul de la pression capillaire seuil des pores. Par conséquent, celle-ci sera identique dans tous les pores (car pilotée uniquement par la profondeur du réseau), définie par (Eq. III.12), qui ne considère que la profondeur des pores.

$$P_{cap\_seuil\_pore} = \frac{2\sigma}{e} \quad \text{Eq. III.12}$$

### III.2.3 Conditions aux limites

La figure III.8 présente les principales conditions aux limites appliquées à notre modèle. Les conditions aux limites au niveau des interfaces sont détaillées plus loin.



**Figure III.8 : Conditions aux limites. Le liquide est représenté en bleu et le gaz en blanc.**

#### III.2.3.1 *Amas gazeux*

La compression du gaz est assurée par un taux de compression volumique constant  $Q_v$  appliqué en entrée de l'amas gazeux (voir figure III.8).

### III.2.3.2 Face de sortie

Une pression uniforme et constante est imposée sur le coté ouvert du réseau (voir figure III.8).

### III.2.3.3 Faces latérales

Une condition de flux nul est imposée sur les trois autres cotés (voir figure III.8).

### III.2.3.4 Interface liquide/vapeur

Quatre cas peuvent être distingués concernant la condition limite à appliquer sur une interface.

- **Cas D1 : Le ménisque se trouve à l'entrée d'un pore (voir figure III.9).**

Le rayon de courbure minimal du ménisque dans un pore étant plus grand que dans un lien, les forces capillaires engendrées par la courbure de l'interface dans les pores sont faibles. Par conséquent, ceux-ci peuvent systématiquement être envahis à la suite de l'invasion d'un lien. De plus, les pertes visqueuses engendrées entre le ménisque et le pore dans cette situation sont largement négligeables du fait de la promiscuité entre ceux-ci (entre le ménisque et le pore). La condition limite à l'interface est donc, dans cette situation, imposée directement dans le pore adjacent dont la pression est supposée égale à la pression de la phase gazeuse diminuée de la pression capillaire seuil des pores (Eq. III.13 ).

$$P_{pore} = P_{int\_D1} = P_{gaz} - P_{cap\_seuil\_pore} \quad \text{Eq. III.13}$$

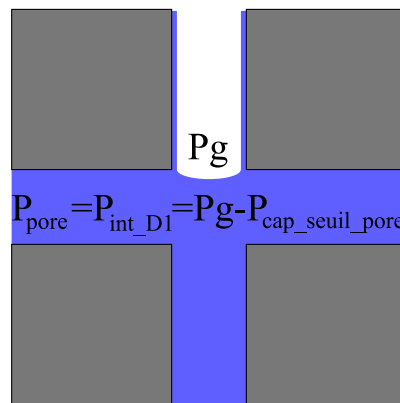


Figure III.9 : Cas D1 : le ménisque se trouve à l'entrée d'un pore.

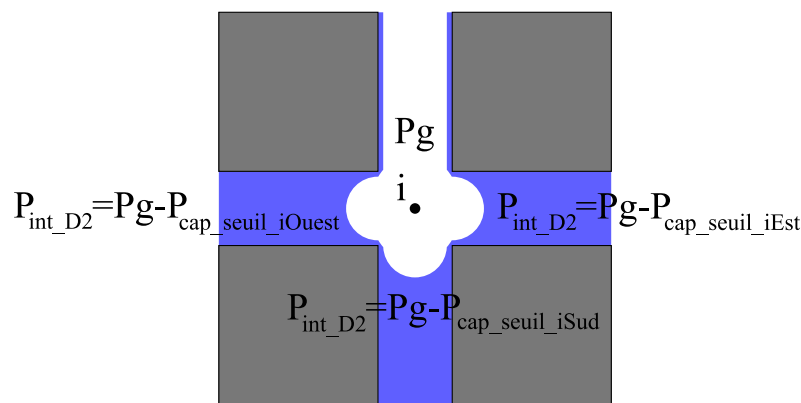
- **Cas D2 : Le ménisque se trouve à l'entrée d'un lien pouvant être envahi (voir figure III.10).**

Cette situation intervient lorsque la différence entre la pression dans le gaz et la pression du pore liquide adjacent à l'interface est suffisante pour vaincre les forces capillaires (Eq. III.14) et mettre ainsi le ménisque en mouvement.

$$P_{i(gaz)} - P_{j(liq)} > P_{cap\_seuil\_ij} \quad \text{Eq. III.14}$$

Dans cette situation, une condition limite de pression (Eq. III.15) est imposée au niveau de l'interface. Elle est calculée à partir de la pression capillaire seuil du lien dans lequel se trouve l'interface et de la pression dans le gaz (Eq. III.15).

$$P_{int\_D2} = P_{gaz} - P_{cap\_seuil\_ij} \quad \text{Eq. III.15}$$



**Figure III.10 : Cas D2 : le ménisque se trouve à l'entrée d'un lien pouvant être envahi, la pression capillaire n'étant pas suffisante pour bloquer le ménisque.**

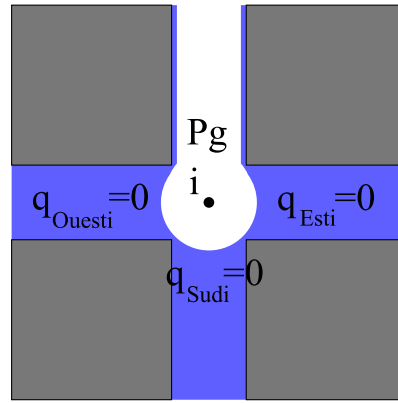
- *Cas D3 : Le ménisque se trouve à l'entrée d'un lien ne pouvant pas être envahi (voir figure III.11).*

Cette situation intervient lorsque la différence de pression entre le gaz et le pore liquide adjacent à l'interface n'est pas suffisante pour vaincre les forces capillaires (Eq. III.16).

$$P_{i(gaz)} - P_{j(liq)} < P_{cap\_seuil\_ij} \quad \text{Eq. III.16}$$

Dans cette situation, on impose une condition de débit massique nul sur l'interface (Eq. III.17), le ménisque étant immobile.

$$q_{ji} = 0 \quad \text{Eq. III.17}$$



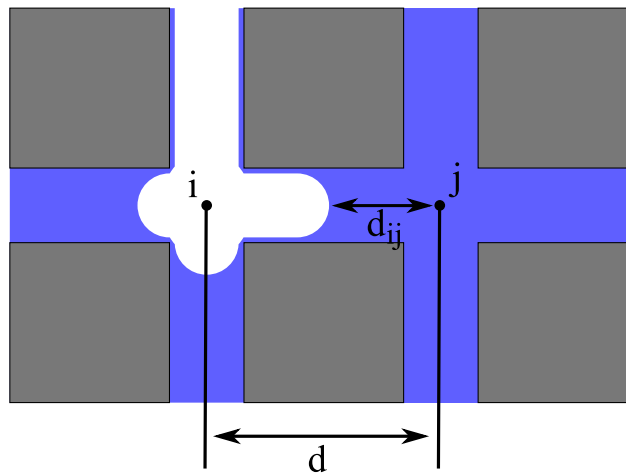
**Figure III.11 : Cas D3 : le ménisque se trouve à l'entrée d'un lien ne pouvant pas être envahi, la pression capillaire bloque le ménisque.**

- **Cas D4 : Le ménisque se trouve à l'intérieur d'un lien.**

Ce cas est traité de façon similaire aux cas D2 et D3 suivant que celui-ci se retrouve bloqué ou non par les forces capillaires.

*Remarque 1 :* Les conditions aux limites en pression sont la plupart du temps imposées sur l'interface (sinon elles le sont dans les pores), ce qui permet de prendre en compte les pertes visqueuses engendrées entre l'interface et le pore suivant. La position du ménisque dans le lien  $d_{ij}$  (voir figure III.12) est calculée à partir du volume de liquide occupant le lien et de son volume initial grâce à (Eq. III.18).

$$d_{ij} = (d - l_{\max}) \frac{V_{ij}}{V_{ij\_initial}} \quad \text{Eq. III.18}$$



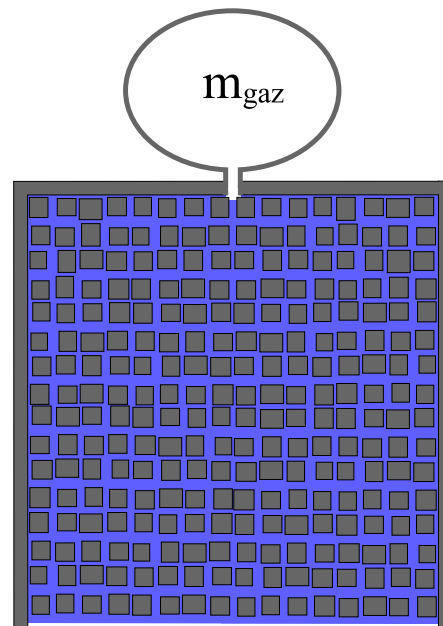
**Figure III.12 : Position du ménisque dans un lien partiellement rempli.**

*Remarque 2 :* Sur les figures présentées ci-dessus, la taille des liens est identique par souci de clarification des schémas. Dans le modèle, lorsqu'un ménisque se trouve dans un pore (cas D2

et D3), chacun des liens dans lesquels un ménisque est présent est traité indépendamment et peut se retrouver dans la situation D2 ou D3.

### III.2.4 Conditions initiales

Le réseau est considéré entièrement saturé de liquide, à l'exception d'un pore représentant l'état initial de l'amas gazeux (voir la figure III.13). Une masse de gaz est associée à cet amas, représentative d'un volume, afin de pouvoir considérer la pressurisation de différentes quantités de gaz. Cette masse de gaz est constante dans toute la simulation, seul son volume évolue, entraînant un effet de pressurisation.

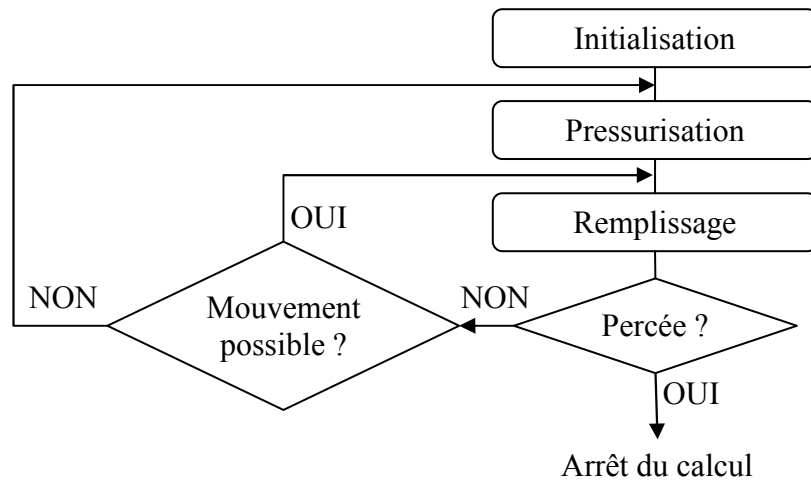


**Figure III.13 : Conditions initiales. Le liquide est représenté en bleu et le gaz en blanc.**

## III.3 Algorithme de croissance

L'algorithme de croissance est présenté sur la figure III.14. L'étape de remplissage correspond à l'invasion complète d'un pore ou d'un lien. C'est l'évolution du taux de remplissage dans les pores et les liens qui détermine le passage à une étape suivante. Le pas de temps du modèle est par conséquent variable, car il correspond pour chaque étape de remplissage à l'invasion complète d'un pore ou d'un lien. Il convient de préciser que le modèle admet l'invasion partielle de plusieurs pores ou liens dans la même étape (on parlera alors d'invasions multiples). Dans ce cas, le pas de temps sera défini comme le temps le plus court nécessaire au remplissage complet d'un pore ou d'un lien. De cette façon, un seul pore ou un seul lien peut être entièrement rempli pendant une étape de remplissage, par contre plusieurs peuvent l'être partiellement.

Cet algorithme est réalisé en Fortran 90 et le système linéaire est résolu par une méthode de calcul itérative de type bi gradient conjugué.



**Figure III.14 : Algorithme de croissance**

- **Etape d'initialisation:** On définit le pore dans lequel a lieu l'injection du gaz.
- **Etape de pressurisation:** Pendant cette étape, aucun ménisque ne bouge, mais la poche de gaz se pressurise jusqu'à atteindre une pression suffisante pour autoriser le mouvement d'un ménisque. Un pas de temps, appelé « temps de pressurisation », est trouvé lors de cette étape.
- **Etape de remplissage:** Cette étape permet de trouver le temps de remplissage durant lequel un pore ou un lien va se remplir entièrement. Des itérations sur la pression dans le gaz vont être nécessaires afin de trouver le niveau de pression conduisant à l'invasion. Ce temps dépend à la fois des effets visqueux dans le liquide et de la compressibilité du gaz.

On regarde ensuite si un mouvement de ménisque est possible compte tenu de la pression dans le gaz obtenue lors de l'étape de remplissage. Si ce n'est pas le cas, une nouvelle étape de pressurisation est nécessaire, sinon on passe directement à une nouvelle étape de remplissage.

Le calcul est terminé lorsque la poche de gaz a atteint la face de sortie du réseau.

### III.3.1 Etape de pressurisation

Cette étape permet de déterminer le niveau de pression minimal à atteindre dans le gaz pour autoriser le mouvement d'un ménisque (i.e pour vaincre les forces capillaires d'un ménisque présent sur l'interface). Pour cela, on cherche à déterminer le lien ou le pore sur l'interface dans lequel la résistance à la fois visqueuse et capillaire est la plus faible. Cela est réalisé par (Eq. III.19).

$$P_{gaz} = \min(P_{j(liq)} + P_{cap\_seuil\_ij}) \quad \text{Eq. III.19}$$

Dans (Eq. III.19), l'indice  $j$  parcourt tous les pores liquides adjacents à une interface, l'indice  $i$  représentant le pore gazeux qui lui est associé.



Connaissant le volume et la masse de gaz, il est possible de calculer le temps  $t_{pressurisation}$  nécessaire pour satisfaire cette condition (Eq. III.20).

$$t_{pressurisation} = \frac{\Delta V_{pressu}}{Q_v} \quad \text{Eq. III.20}$$

Dans (Eq. III.20),  $\Delta V_{pressu}$  représente le volume à comprimer nécessaire pour atteindre la pression de gaz calculée précédemment. Celui-ci peut être exprimé par (Eq. III.21) en utilisant la loi de gaz parfaits.

$$\Delta V_{pressu} = V_{gaz} - V(P_{gaz}) \quad \text{Eq. III.21}$$

Dans (Eq. III.21),  $V_{gaz}$  est le volume de gaz avant l'étape de pressurisation et  $V(P_{gaz})$  est le volume de gaz correspondant à la pression  $P_{gaz}$  calculée grâce à (Eq. III.3), la masse de gaz restant constante.

### III.3.2 Etape de remplissage

Cette étape permet de déterminer le temps mis par le gaz pour remplir complètement un pore ou un lien, temps équivalent à celui mis par le liquide pour quitter complètement un pore ou un lien. L'idée principale de l'algorithme de remplissage que nous utilisons repose sur ces deux visions identiques du problème. En effet, le principe est de trouver de manière itérative le temps pendant lequel le liquide quitte le pore ou le lien (que l'on appelle temps « visqueux ») égal au temps mis par le gaz pour remplir le même pore ou lien (que l'on appelle temps de « compression »).

#### III.3.2.1 *Temps visqueux:*

On l'appelle ainsi car il est déduit du débit liquide circulant dans le pore ou le lien se remplissant en vapeur. Connaissant le débit s'écoulant dans les liens (Eq. III.4) et le volume du pore (resp. du lien) à vider (Eq. III.1) (resp. (Eq. III.2)), nous pouvons calculer le temps visqueux  $t_{visqueux}$  (Eq. III.23) (resp. (Eq. III.22)).

$$t_{visqueux\_pore\_i} = \frac{V_{pore\_i}}{\sum_j q_{ij}} \quad \text{Eq. III.22}$$

$$t_{visqueux\_lien\_ij} = \frac{V_{lien\_ij}}{q_{ij}} \quad \text{Eq. III.23}$$

Dans (Eq. III.22), l'indice  $j$  parcourt tous les pores remplis par du liquide adjacents au pore  $i$ .

**Remarque :** Comme plusieurs liens ou pores peuvent être envahis simultanément,  $t_{visqueux}$  est calculé pour chacun d'entre eux et seul le temps le plus court est sélectionné.

### III.3.2.2 Temps de compression :

De façon analogue au temps de pressurisation, celui-ci est déduit de l'équation d'état des gaz parfaits (Eq. III.3). Il correspond au temps de compression nécessaire pour que le nouveau volume de gaz reste à la pression d'invasion durant la phase de remplissage. On le calcule grâce au taux de compression et au volume occupé par le gaz (Eq. III.24).

$$t_{comp} = \frac{\Delta V_{comp}}{Q_v} \quad \text{Eq. III.24}$$

Dans (Eq. III.24),  $\Delta V_{comp}$  correspond au volume que l'on doit comprimer afin de maintenir  $P_{gaz}$  dans la poche de gaz après que son volume ait augmenté du fait de l'invasion d'un pore ou d'un lien (Eq. III.25).

$$\Delta V_{comp} = V_{gaz} + \sum V_{liens} + \sum V_{pores} - V(P_{gaz}) \quad \text{Eq. III.25}$$

Dans (Eq. III.25),  $V_{gaz}$  correspond au volume de gaz avant l'étape de remplissage,  $V(P_{gaz})$  est le volume de gaz correspondant à la pression  $P_{gaz}$  (Eq. III.3) de l'itération en cours et  $\sum V_{liens}$  et  $\sum V_{pores}$  sont respectivement la somme des volumes des liens et des pores qui ont été complètement ou partiellement vidés pendant  $t_{visqueux}$ .

### III.3.2.3 Itérations:

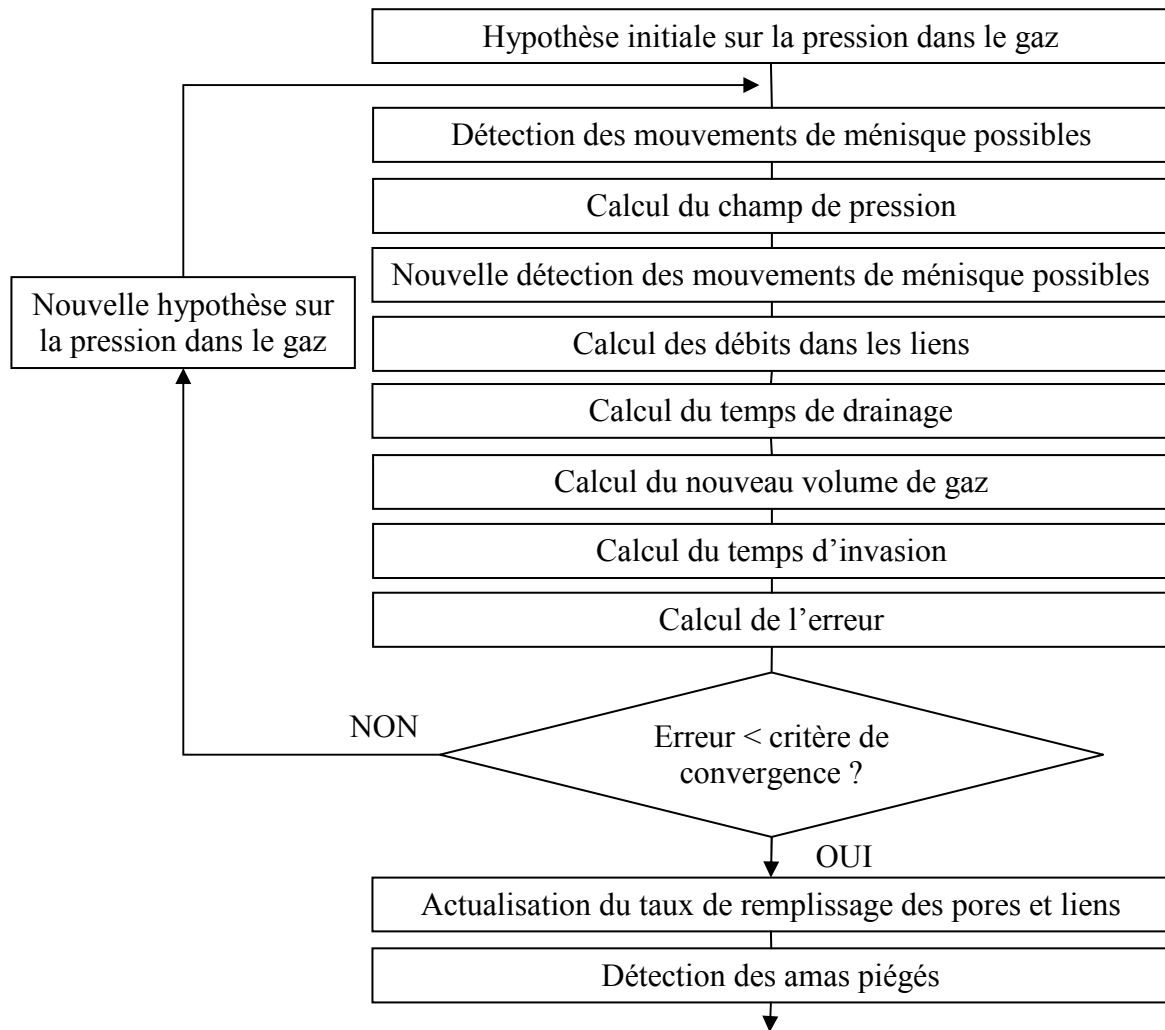
On considère que les deux temps sont égaux lorsque (Eq. III.26) est satisfaite.

$$\frac{t_{visqueux} - t_{comp}}{t_{visqueux}} \leq \varepsilon \quad \text{Eq. III.26}$$

Dans (Eq. III.26),  $\varepsilon$  représente le critère de convergence, qui est pris égal à  $10^{-7}$ .

Afin de satisfaire cette condition, des itérations sont nécessaires, au cours desquelles la pression dans la poche de gaz  $P_{gaz}$  est modifiée. En effet, comme le montre (Eq. III.3), la pression du gaz est le seul paramètre qui détermine la dynamique de drainage. Si on augmente la pression dans le gaz, le temps visqueux diminue au profit de celui de compression et si on diminue la pression dans le gaz, l'effet inverse se produit.

Après chaque itération, la pression ayant évolué, de nouveaux liens ou pores peuvent à leur tour être envahis ou au contraire ne plus l'être. Comme le montre l'algorithme de remplissage détaillé sur la figure III.15, il est donc nécessaire de rechercher les liens et les pores pouvant être envahis après chaque itération lors de l'étape de remplissage.



**Figure III.15 : Algorithme de remplissage**

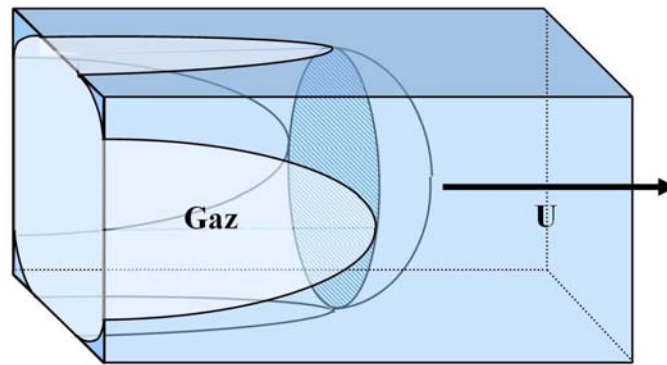
*Remarque :* Le fait de ne pas considérer de rayon de courbure dans les pores oblige le gaz à envahir ceux-ci prioritairement. Par conséquent, la poche de gaz ne peut être stabilisée par la capillarité que dans les liens, en sortie de pores.

### III.4 Films dynamiques

Lors d'un drainage, des films de liquides appelés « films dynamiques » sont engendrés par le fluide mouillant en se retirant (voir figure III.16). Ce phénomène est un aspect bien connu du drainage qui est, comme on le verra par la suite, particulièrement important lors de drainage dans des tubes capillaires. Afin d'être plus représentatif, il convient donc d'apporter une correction à notre modèle pour prendre en compte leurs effets.

La présence de ces films dynamiques engendre deux modifications principales. Premièrement, ils réduisent la section de passage du gaz et donc le volume réellement occupé par celui-ci dans un pore ou un lien. Deuxièmement, ils diminuent le volume du liquide

réellement déplacé dans ce même pore ou lien (le volume restant dans les films étant supposé non déplacé).



**Figure III.16 : Le mouvement relatif entre un solide et un liquide engendre une déposition d'une couche mince du liquide sur le solide [Quere (1999)]**

L'épaisseur  $h$  de ces films, qui évolue en fonction du nombre capillaire  $Ca$ , est connue depuis les travaux de [Bretherton (1960)] pour des tubes capillaires de section circulaire (Eq. III.27).

$$h = 1.34rCa^{2/3} \quad \text{Eq. III.27}$$

Dans (Eq. III.27),  $r$  est le rayon du tube capillaire et  $Ca$  le nombre capillaire, qui représente le rapport entre les forces visqueuses et les forces capillaires (Eq. III.28). Cette corrélation a été vérifiée expérimentalement pour une large gamme de nombres capillaires (de  $10^{-5}$  à  $10^{-2}$ ) par [Cox (1962)] et [Aussillous and Quéré (2000)].

$$Ca = \frac{\mu_l U}{\sigma} \quad \text{Eq. III.28}$$

Dans (Eq. III.28),  $U$  représente la vitesse de déplacement du ménisque et  $\mu_l$  la viscosité du liquide.

Cependant, comme nous l'avons vu précédemment, dans notre modèle, les liens sont assimilés à des tubes capillaires de section rectangulaire et non circulaire. Plusieurs auteurs ([Wong et al. (1995b)] et [Wong et al. (1995a)]) ont réalisé des travaux afin de caractériser les films liquides dans des tubes capillaires de section autre que circulaire. Parmi ceux-ci, [Klob and Cerro (1991)] ont réalisé une étude expérimentale qui a permis de mettre en évidence une relation entre le rayon de courbure du ménisque et le volume occupé par les films liquides dans le tube. Deux régimes ont été traités, un premier pour de grands nombres capillaires, où le ménisque est axisymétrique et un deuxième pour de faibles nombres capillaires, où l'on retrouve des ménisques non axisymétriques.

A partir de leur étude expérimentale, [Klob and Cerro (1991)] ont tracé l'évolution de la fraction volumique  $\varepsilon_f$  du canal occupé par les films liquides en fonction du nombre capillaire (voir figure 10 dans [Klob and Cerro (1991)]). Dans notre cas, le nombre capillaire ne peut pas être directement calculé à partir du taux de compression en raison des effets de

compressibilité. Pour des raisons de simplicité, nous avons tout de même utilisé directement leur résultat en estimant le nombre capillaire de notre écoulement par (Eq. III.28). La vitesse de déplacement du ménisque  $U$  est calculée ici par (Eq. III.29).

$$U = \frac{Q_v}{S} \quad \text{Eq. III.29}$$

Dans Eq. III.29,  $S$  est la section de passage du canal.

A partir de cette estimation du nombre capillaire, la valeur de la fraction volumique de liquide lue sur le graphe de [Klob and Cerro (1991)] est directement imposée dans tous les liens et pores envahis par du gaz. Dans notre cas, le nombre capillaire de l'écoulement est toujours inférieur à 0.1, ce qui correspond à un ménisque non axisymétrique. La fraction volumique maximale occupée par les films liquides  $\varepsilon_f$  dans un canal ou un pore dans ce régime est de 0.3 et correspond à un nombre capillaire de 0.1.

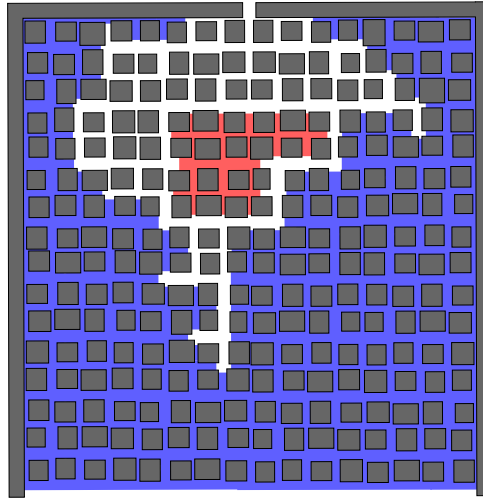
Une autre solution aurait été de prendre une épaisseur de films calculée avec un ménisque statique ([Wong et al. (1991)], [Wong et al. (1992)]) mais ceux-ci auraient été sous-estimés au moins de moitié.

### III.5 Amas piégés

Nous appelons amas piégé un groupe de pores liquides entièrement entourés par de la vapeur (voir figure III.17). Un amas piégé est par conséquent déconnecté de la face de sortie. De tels amas peuvent se créer lors de la croissance de la poche de vapeur. Comme la pression dans le gaz est supposée uniforme, la pression environnant les amas piégés est en tout point identique, aucun mouvement ne pouvant avoir lieu au sein de ceux-ci, ils sont donc supposés piégés jusqu'à la fin des calculs. En effet, le seul moyen pour un tel amas de se déplacer est de remplir une liaison liquide, ce qui est incompatible avec les hypothèses de notre modèle (nous verrons une possibilité pour gérer ces situations dans le chapitre VI lorsque nous présenterons notre modèle d'imbibition). Par contre, pour les mêmes raisons, aucun amas gazeux ne peut apparaître dans ce modèle.

Notre hypothèse d'amas piégés reste valable tant que les effets visqueux dans le gaz sont négligeables. Plusieurs auteurs ([Vedvik et al. (1998)]) se sont intéressés à l'évolution de tels amas dans des gradients de pression. Plusieurs phénomènes ont été mis en évidence pour différents régimes d'écoulement, comme la fragmentation des amas ou le déplacement de ceux-ci.

Par ailleurs, il nous est impossible de déterminer la pression au sein de ces amas, n'ayant pas de pression de référence. Celle-ci n'étant nullement utile pour le reste de nos calculs, nous la supposons uniforme et constante.



**Figure III.17 : Exemple d'amas piégé (en rouge).**

### III.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons proposé un modèle dynamique de croissance de poche de gaz dans un milieu poreux par pressurisation basé sur une succession d'étapes de pressurisation et de remplissage. Ce modèle s'appuie sur une représentation du milieu poreux réel par un réseau bidimensionnel de liens interconnectés selon un maillage carré. La validation de ce modèle, tout d'abord dans une situation 1D, puis dans une situation 2D fait l'objet des prochains chapitres de cette deuxième partie. Enfin, ce modèle sera repris comme base de travail pour la mise au point d'un modèle thermique prenant en compte le changement de phase comme moteur de croissance de la poche dans la troisième partie.

## Chapitre IV Validation expérimentale du modèle numérique dans une situation 1D (tubes capillaires)

Dans ce chapitre, nous présentons une étude expérimentale 1D afin de valider le modèle numérique présenté dans le chapitre III dans une configuration simple. Pour cela, nous ne considérons qu'un seul tube capillaire. Dans une première partie, le dispositif expérimental ainsi que les techniques de mesure mises en œuvre seront exposés. Puis nous expliquerons comment le modèle a été adapté afin de simuler une géométrie 1D. Enfin, nous confronterons les résultats expérimentaux aux simulations numériques.

### IV.1 Matériel expérimental

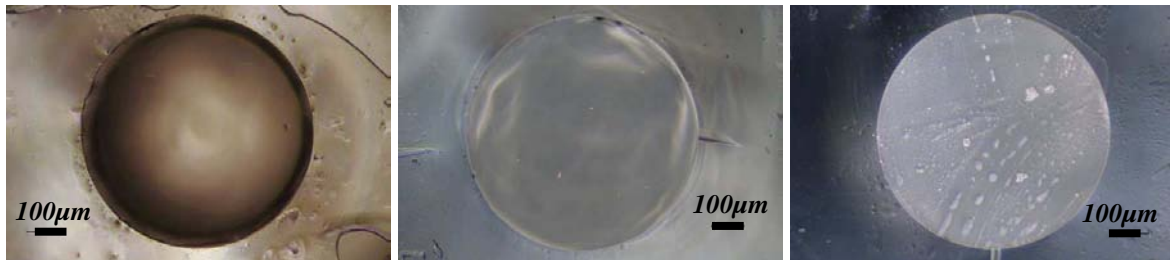
#### IV.1.1 Tubes capillaires

Nous avons choisi d'utiliser des tubes capillaires de différentes sections (circulaire et carrée), fabriqués dans différents matériaux (verre et Plexiglas). De cette manière, nous pourrions tester notre modèle à la fois dans des conditions hydrodynamiques bien connues (section circulaire) mais aussi pour les géométries nous intéressant plus particulièrement vis-à-vis de l'approche réseau (sections carrées). De même, cela nous permettra d'étudier l'influence des films liquides de façon plus précise, ceux-ci étant plus importants dans un tube de section carrée. Nous pourrions également évaluer leur dépendance au matériau constitutif de la paroi du tube.

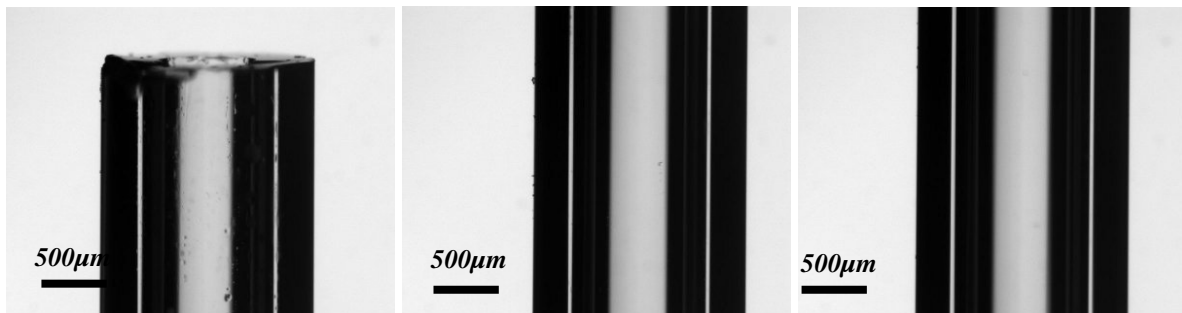
Tous les capillaires utilisés sont transparents afin de permettre des mesures optiques. Le premier capillaire testé est un tube en borosilicate (verre de qualité supérieure) de section circulaire de diamètre interne 0.8 mm. Le second est un tube de section carrée dont le côté interne est égal à 0.7 mm, également en borosilicate. Ces deux tubes capillaires ont été achetés chez Vitrocom. Le dernier tube capillaire, qui est en fait un canal, a été usiné dans notre laboratoire avec une micro fraiseuse ISEL (voir le chapitre V pour les détails d'usinage) dans une plaque en Plexiglas. Ce tube est plus précisément formé de deux parties, un canal en Plexiglas de section carrée de côté 0.7mm fermé par une autre plaque en Plexiglas recouverte d'un film étirable en PVC plastifié transparent afin d'assurer l'étanchéité du canal ainsi créé.

La précision géométrique de nos capillaires est très inégale. Les tubes en verre de section carrée ont une meilleure précision, qui atteint  $\pm 10\mu m$ , alors qu'elle n'est que de  $\pm 50\mu m$  pour ceux de section circulaire. En ce qui concerne le canal en Plexiglas, la précision d'usinage est de  $\pm 20\mu m$  (voir chapitre V). Les résultats numériques montrant une sensibilité à la géométrie, nous devons connaître celle-ci le plus précisément possible afin de pouvoir réaliser une comparaison des résultats. La précision donnée pour les deux tubes de

section carrée est satisfaisante, par contre des mesures apparaissent nécessaires concernant le tube de section circulaire. Nous avons utilisé une image de la section du tube à l'aide d'un microscope en trois hauteurs pour mesurer précisément le diamètre du tube (voir figure IV.1). Nous avons également utilisé une technique d'observation par ombroscopie (voir figure IV.2) afin de vérifier l'homogénéité de la géométrie sur toute la longueur du tube. Ces mesures montrent une bonne homogénéité de diamètre et une valeur bien inférieure à la valeur moyenne annoncée par le constructeur, beaucoup plus proche de la borne inférieure. En effet, les diamètres internes mesurés sont respectivement  $754\mu\text{m}$  pour la première section,  $752\mu\text{m}$  pour la seconde et  $746\mu\text{m}$  pour la troisième. D'après ces mesure, nous prendrons un diamètre interne est de  $0.75\text{mm}$  dans nos simulations.



**Figure IV.1 : Mesure du diamètre interne avec des prises de vue par microscope (sur trois sections d'un tube capillaire de section circulaire).**



**Figure IV.2 : Contrôle de l'homogénéité du diamètre interne par ombroscopie (sur trois sections d'un tube capillaire de section circulaire).**

#### IV.1.2 Les fluides

Nous utilisons de l'air comme fluide non mouillant compressible et de l'huile silicone Rhodorsil comme fluide mouillant. Cette huile a été choisie car elle est très peu volatile et très mouillante. Deux huiles de viscosités différentes et de même tension superficielle ont été utilisées. Le tableau IV.1 présente les caractéristiques thermodynamiques de ces fluides. Toutes les expériences ont été réalisées dans des conditions stables en température autour de  $20^{\circ}\text{C}$ .



Fluides	Masse volumique $\rho$ (Kg.m <sup>-3</sup> )	Viscosité dynamique $\mu$ (Pa.s)	Tension de surface $\sigma$ (mN/m)
Air	1.29	1.85 10 <sup>-5</sup>	
Huile de silicone Rhodorsil 47V5	965	5.22 10 <sup>-3</sup>	20
Huile de silicone Rhodorsil 47V200	920	1.79 10 <sup>-1</sup>	21

**Tableau IV.1 : Caractéristiques thermodynamiques des fluides utilisés. Toutes les valeurs sont données pour une température de 20 °C.**

#### IV.1.3 Dispositif expérimental

Les capillaires sont connectés à une seringue à l'aide d'une aiguille de dépose Safetylok (EFD). Un point de colle assure l'étanchéité.

La compression de l'air dans la seringue est réalisée par un pousse seringue (modèle '11' Plus Harvard Apparatus). Celui-ci est guidé par un moteur pas à pas pouvant fournir des débits entre 0.0001 ml/min et 0.7918 ml/min pour une seringue de 1 ml et entre 0.0003 ml/min et 0.3952 ml/min pour une seringue de 5 ml. Ces deux volumes de seringue étant ceux que nous avons utilisé.

La prise d'image est réalisée grâce à un appareil photo reflex numérique Nikon D60 ayant une résolution de 10.2 millions de pixels, associé à un objectif Micro Nikkor 105 mm. L'appareil est piloté par le logiciel Camera Control Pro de Nikon.

La mesure de la pression dans le gaz est réalisée grâce à un transmetteur de pression Keller série 41X. La précision de ce capteur est de  $\pm 3Pa$ . Il intègre également un capteur de température.

## IV.2 Techniques de mesures

### IV.2.1 Techniques de visualisation

Une fréquence de prise de vue élevée est nécessaire pour suivre l'évolution du ménisque. La fréquence maximale que nous pouvons atteindre avec notre dispositif est de 1 image par seconde, cette fréquence n'étant toutefois pas stable, l'erreur sur celle-ci pouvant s'approcher de 100%. Cette limite nous est imposée par le temps de transfert et d'enregistrement des données. Malheureusement, cette instabilité de la fréquence d'acquisition de la prise d'image (pour les hautes fréquences uniquement) impacte la qualité des résultats expérimentaux.

Les images sont ensuite traitées numériquement sous Matlab afin de repérer l'évolution du ménisque au cours du temps. La procédure de traitement d'image est présentée en annexe.

#### IV.2.2 Mesure de la pression

Nous avons usiné un raccord spécial pour connecter le capteur de pression au corps de la seringue, puis nous avons vérifié l'étanchéité du système à l'aide d'un tube capillaire en verre fermé à son extrémité et en pressurant légèrement le volume d'air emprisonné dans le système « transmetteur de pression-raccord-seringue-aiguille-capillaire ». Le maintien de la pression alors imposée pendant toute une journée nous a permis de nous assurer de l'absence de fuite dans notre système.

Lors des expériences, la mesure de la pression est effectuée à une fréquence de 2 Hz, grâce au logiciel d'acquisition *Read30* fourni par *Keller*.

### IV.3 Protocole expérimental

Le protocole expérimental est décrit ci-dessous :

- Le tube capillaire est saturé par le fluide mouillant par imbibition, en créant une dépression dans la seringue grâce au mode d'aspiration du pousse seringue. Une attention particulière est portée pendant cette étape pour ne pas introduire d'huile dans l'aiguille entre la seringue et le capillaire. Pour cela, la dépression dans la seringue nécessite d'être finement contrôlée.
- Un temps de relaxation est observé afin que le ménisque soit parfaitement immobile (équilibre entre les forces capillaires et la pression au sein de la seringue, i.e. stabilisation du rayon de courbure). La longueur de saturation en huile (i.e position initiale du ménisque) à la fin de cette étape étant inévitablement variable entre les essais, celle-ci doit être enregistrée avant chaque expérience.
- Le mode d'injection du pousse seringue est activé afin de comprimer l'air contenu dans la seringue à vitesse constante et d'initier le drainage du tube. Au même instant, la prise d'image ainsi que le relevé de mesure de pression sont lancés. La synchronisation de ces deux moyens de mesure étant manuelle, un léger déphasage est inévitablement introduit, celui-ci sera par la suite compensé lors de l'exploitation des données.

Les expériences ont été réalisées horizontalement de manière à s'affranchir de la gravité.

Chaque expérience a été répétée un minimum de trois fois afin de vérifier la reproductibilité des résultats.

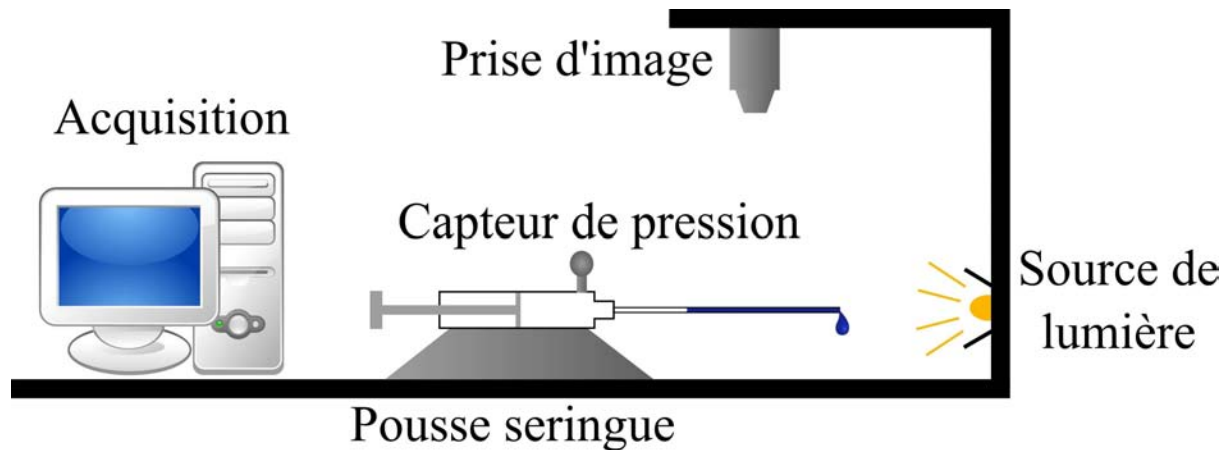


Figure IV.3 : Schéma du dispositif expérimental complet.

#### IV.4 Modèle numérique

Nous utilisons le modèle numérique présenté au chapitre III en 1D. Dans cette configuration simple, le modèle géométrique consiste en une succession de liens de rayon constant ( $r = C^{te}$ ) pour les tubes de section cylindrique et de largeur et profondeur constantes pour les tubes de section carré ( $l = e = C^{te}$ ). La distance entre deux pores ( $d$ ) correspond à celle qui sera prise dans les réseaux de pores (voir chapitre V). Entre deux liens, on prend un pore de volume nul, ce qui revient à supprimer les pores du calcul.

Pour la simulation des tubes capillaires cylindriques, la conductance hydraulique des liens définie par (Eq. III.5) est calculée avec une perméabilité  $k_{ij}$  définie par (Eq. IV.1).

$$k_{ij} = \frac{r^2}{8} \quad \text{Eq. IV.1}$$

#### IV.5 Résultats

Dans ce qui suit, nous présentons une comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques. Deux paramètres nous permettent de caractériser le drainage du tube capillaire, la vitesse d'avance du ménisque et l'évolution de la pression dans la phase gazeuse. Plusieurs variables sont par ailleurs étudiées, le taux de compression du gaz, la viscosité du fluide mouillant, la géométrie de la section du tube capillaire et la masse initiale d'air. Nous présenterons également des résultats de comparaison entre deux matériaux, le verre et le Plexiglas.

Sur toutes les figures de ce chapitre, les évolutions de la pression et de la position du ménisque en fonction du temps sont présentées sur le même graphe. L'évolution de la pression est portée relativement à la pression atmosphérique. Les courbes en lignes continues représentent les résultats numériques obtenus avec prise en compte des films liquides et celles en lignes discontinues sans la prise en compte de ceux-ci.

Les courbes de pression numérique ont été recalées afin de prendre en considération la valeur réelle de la pression atmosphérique de chaque expérience. Pour cela, on s'est basé sur la valeur de la pression mesurée lors de la fin du drainage, lorsque la pression dans la poche de gaz chute brusquement pour atteindre la pression atmosphérique.

Nous présentons les résultats en étudiant chaque variable indépendamment, en commençant par le taux de compression, puis par la viscosité et la géométrie de la section et enfin par le volume (i.e. la masse) initial de gaz.

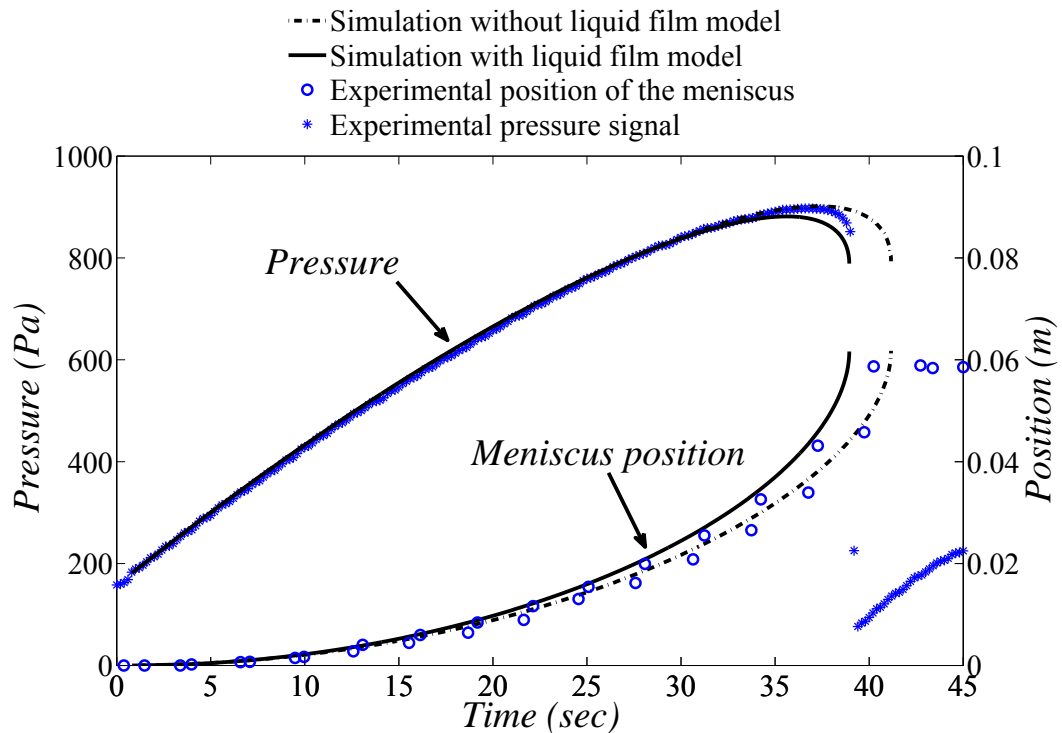
La vitesse d'avance du ménisque n'étant pas constante, le nombre capillaire caractérisant l'écoulement évolue au cours de l'expérience. Les valeurs du nombre capillaire présentées sont calculées a posteriori, à partir de la vitesse moyenne d'avance du ménisque (Eq. IV.2).

$$U = \frac{L_{init}}{t_{total}} \qquad \text{Eq. IV.2}$$

Dans (Eq. IV.2),  $L_{init}$  est la longueur initiale occupée par le liquide dans le tube et  $t_{total}$  est le temps total de vidange.

#### IV.5.1 Taux de compression

Nous nous intéressons ici à la dynamique de drainage d'un tube capillaire pour deux vitesses d'injection, correspondant à deux nombres capillaires bien différents. Chacune des expériences a été réalisée avec le tube capillaire de section circulaire et l'huile de plus forte viscosité. Les débits d'injection choisis sont  $0.5 \text{ ml/hr}$  et  $5 \text{ ml/hr}$ .

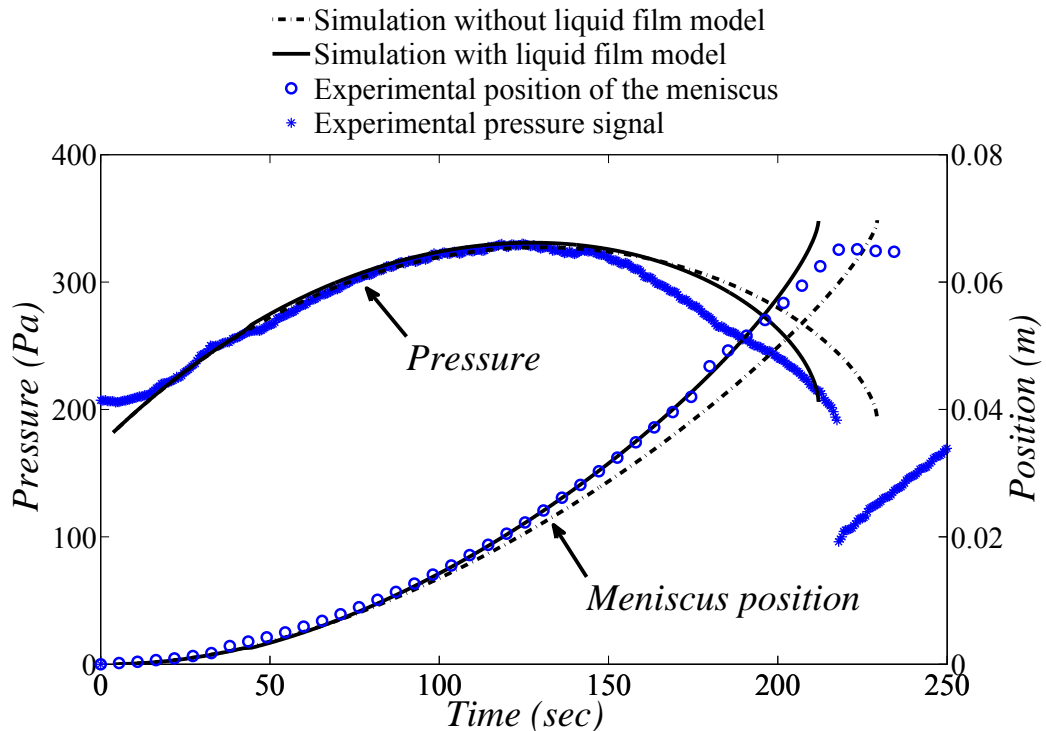


**Figure IV.4 : Drainage d'une huile de viscosité 0.2 Pa.s avec un taux de compression de 5 ml/hr dans un capillaire circulaire de diamètre 0.8 mm ( $Ca = 1.5 \cdot 10^{-2}$ )**

La figure IV.4 présente une expérience à fort nombre capillaire. L'impact de la compressibilité du gaz est de ce fait remarquable. Le gaz se pressurise tout au long du drainage (la pression augmente de façon continue en fonction du temps). Un bon accord est trouvé entre les résultats numériques et expérimentaux. On remarque un impact important des films liquides à la fois sur le temps total de drainage mais également sur la pression maximale atteinte dans l'expérience.

*Remarque :* Sur toutes les courbes expérimentales présentées dans ce chapitre, le signal de pression augmente après la fin du drainage complet du capillaire au lieu de retrouver un niveau constant égal à la pression atmosphérique. Ceci s'explique simplement par la réimbibition de la goutte de liquide présente à la sortie du capillaire ou à la formation de bulles de liquide dans celui-ci par la coalescence des films liquides.

La figure IV.5 présente une expérience obtenue avec un nombre capillaire plus faible, l'impact de la compressibilité est donc moins visible. La pression dans le gaz augmente pendant environ la moitié de l'expérience pour ensuite diminuer.



**Figure IV.5 : Drainage d'une huile de viscosité 0.2 Pa.s avec un taux de compression de 0.5 ml/hr dans un capillaire circulaire de diamètre 0.8 mm ( $Ca = 3 \cdot 10^{-3}$ )**

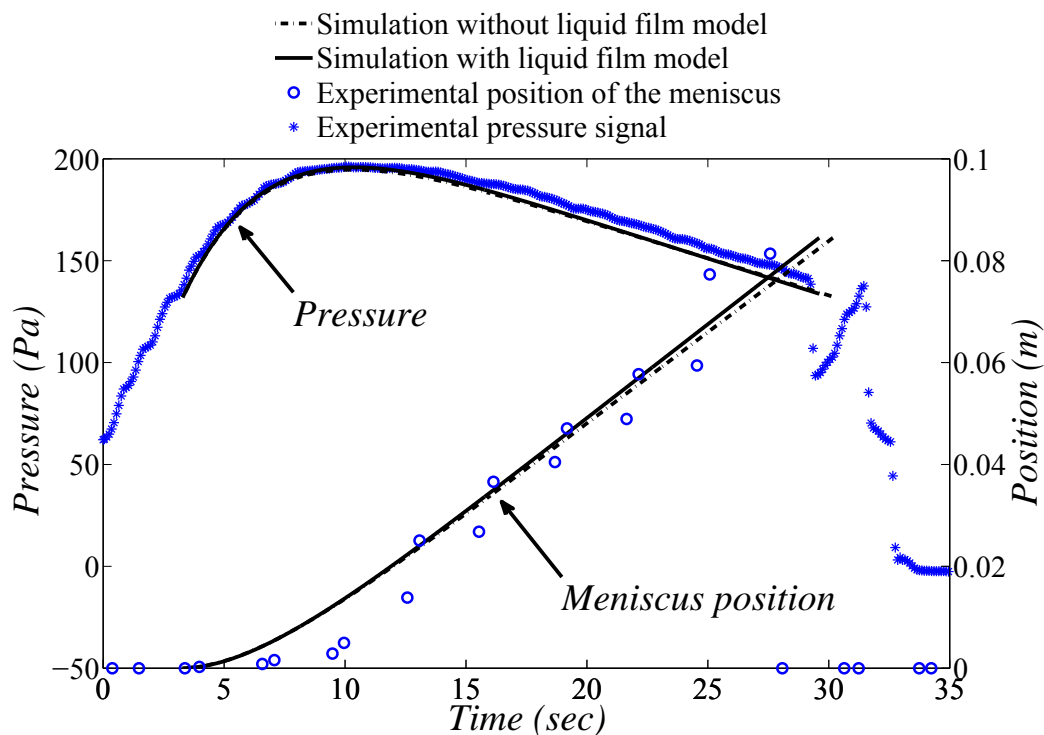
La figure IV.5 montre un bon accord entre les résultats numériques et expérimentaux, avec un effet positif du modèle de film liquide utilisé. En effet, ceux-ci permettent de retrouver de façon plus précise le temps total de drainage.

On remarque un changement de pente sur les résultats expérimentaux entre 150 sec et 180 sec, faisant sortir celle-ci de l'évolution prévue numériquement, nous faisant penser à un problème expérimental. Nous attribuons ceci à la présence d'une goutte d'huile à la sortie du capillaire, générant par son poids une déformation du tube capillaire, ce qui aurait pour effet d'instaurer un gradient hydrostatique dans le liquide favorable à l'écoulement de celui-ci. Cette idée est renforcée par le fait de voir la courbe retrouver son évolution prévue sur la toute fin du drainage, ce qui serait expliqué par la chute de cette même goutte. En effet, le tube capillaire étant simplement ouvert à la sortie et le liquide étant très mouillant, une fois drainé, celui-ci a tendance à s'écouler sur la surface extérieure du tube, formant ainsi une goutte. Ceci est visible sur l'exemple de binarisation des images présenté en annexe.

IV.5.2 Viscosité

Changer la viscosité du fluide revient à réaliser un drainage pour un nombre capillaire différent. L'expérience présentée sur la figure IV.6 a été faite avec le tube capillaire de section circulaire et un taux de compression de  $5 \text{ ml/hr}$  pour l'huile de plus faible viscosité ( $0.005 \text{ Pa.s}$ ). Ainsi, le nombre capillaire est un ordre de grandeur en dessous de précédemment. Seule la viscosité du fluide change par rapport à l'expérience présentée sur la figure IV.4.

Cette expérience est celle qui se rapproche le plus d'un drainage qui serait réalisé avec un fluide non mouillant incompressible. En effet, une courbe classique de ce type de drainage montre une augmentation de la pression dès le début pour atteindre le seuil de pression capillaire suivi d'une lente diminution jusqu'à la valeur atmosphérique, le niveau de pression étant dans ce cas piloté majoritairement par les effets capillaires, l'influence de la viscosité se fait très peu ressentir.

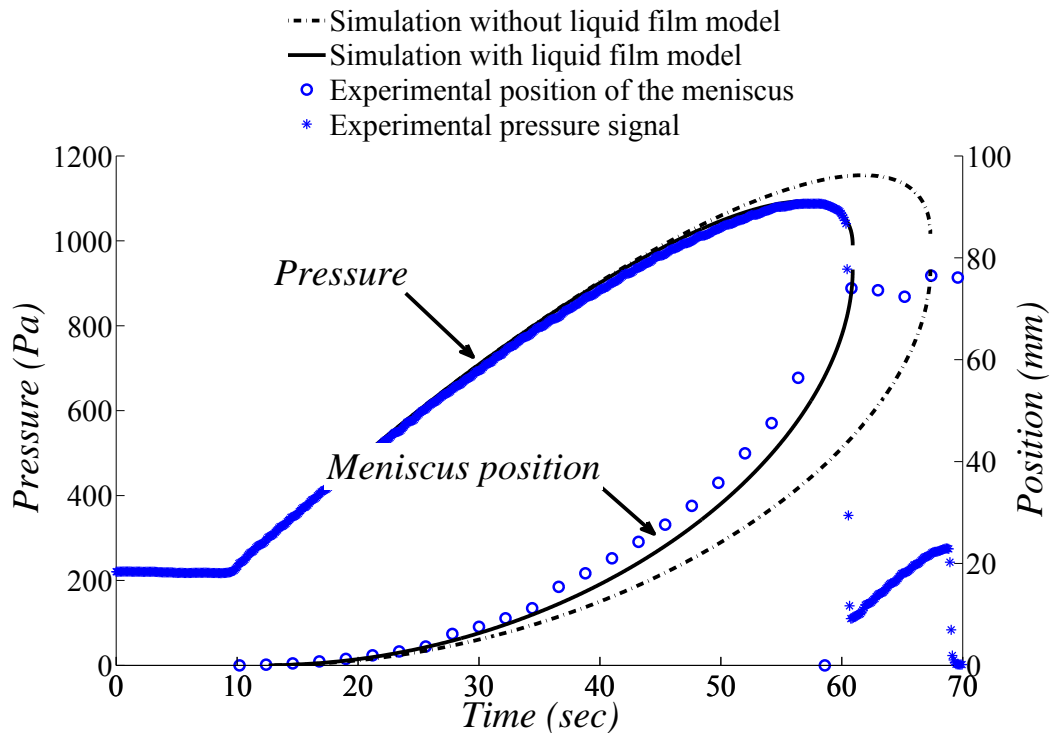


**Figure IV.6 : Drainage d'une huile de viscosité  $0.005 \text{ Pa.s}$  avec un taux de compression de  $5 \text{ ml/hr}$  dans un capillaire circulaire de diamètre  $0.8\text{mm}$  ( $Ca = 6.6 \cdot 10^{-4}$ )**

Contrairement aux résultats précédents, les films liquides n'ont ici que peu d'impact sur les résultats, le nombre capillaire étant très petit. De même, le temps total de drainage est ici très court, ce qui nous oblige à utiliser la fréquence maximale de prise de vue, rendant les résultats sur la position du ménisque en fonction du temps moins précis. Cependant, le modèle numérique présente ici encore un bon accord avec l'expérience.

IV.5.3 Géométrie

Nous présentons maintenant une expérience réalisée avec le tube capillaire de section carrée, pour une huile de forte viscosité (0.2 Pa.s) et un taux de compression important (5ml/hr). Ces conditions, qui correspondent à celles présentées sur la figure IV.4 pour un tube circulaire nous permettent de mettre en évidence l'importance des films liquides, ceux-ci étant exacerbés par la géométrie carrée ainsi que par le fort nombre capillaire de l'écoulement.



**Figure IV.7 : Drainage d'une huile de viscosité 0.2 Pa.s avec un taux de compression de 5 ml/hr dans un capillaire carré de diamètre 0.7 mm ( $Ca = 1.5 \cdot 10^{-2}$ )**

La figure IV.7 montre un bon accord entre les résultats numériques et expérimentaux, permettant à la fois de valider le modèle utilisé pour la conductivité hydraulique dans des sections carrées et le modèle de film à épaisseur constante choisi.

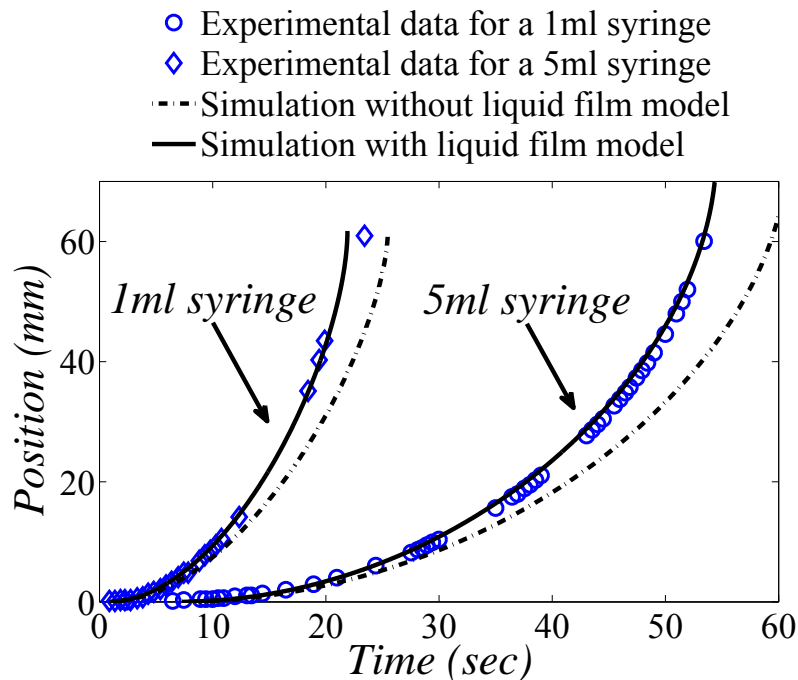
On remarque que les films liquides ont une plus grande importance que dans les tubes de section circulaire. La prise en compte de ceux-ci s'avérant d'autant plus nécessaire pour simuler la bonne dynamique de drainage.

IV.5.4 Quantité de gaz

Le gaz étant compressible, il est facile de comprendre que la quantité totale de celui-ci est un paramètre très sensible concernant la dynamique de drainage. Afin d'étudier son importance, nous avons réalisé des expériences sur le tube capillaire de section carrée avec une seringue de plus gros volume. Malheureusement, nous n'avons pas de raccord permettant



de connecter le transmetteur de pression à cette deuxième seringue, l'évolution de la pression dans le gaz n'est donc pas disponible.



**Figure IV.8 : Comparaison entre deux expériences réalisées pour deux volumes de seringues différents utilisant une huile de silicone de  $0.2Pa.s$ , un taux de compression de  $5ml/hr$  et le tube capillaire carré.**

La figure IV.8 présente les résultats de l'évolution de la position du ménisque pour des seringues de  $1ml$  et de  $5ml$  dans le tube capillaire de section carrée pour une vitesse d'injection  $5ml/hr$  et avec l'huile de viscosité  $0.2Pa.s$ .

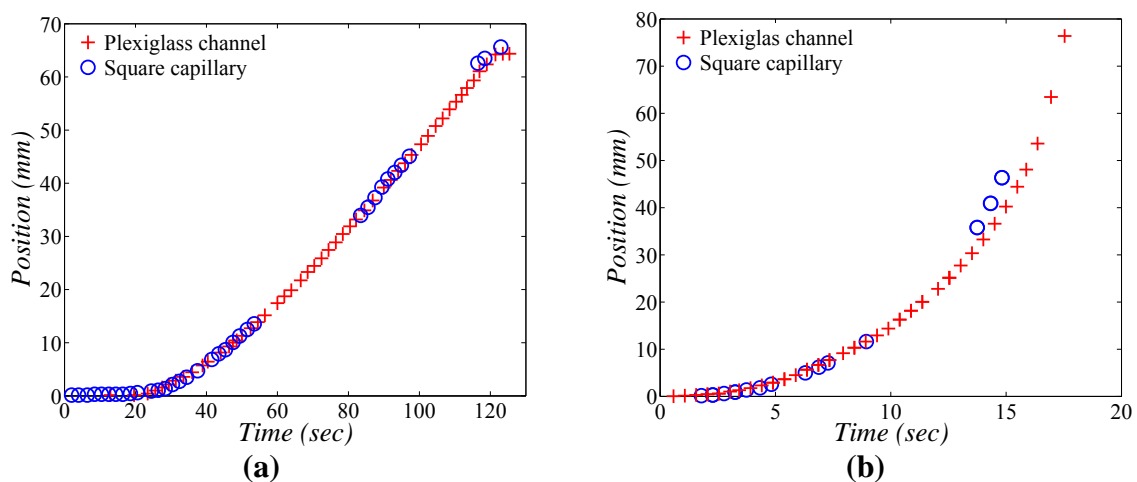
Il apparaît clairement que la dynamique de drainage est très sensible à la quantité de gaz à comprimer. Une masse de gaz plus grande sera plus longue à comprimer. Ici encore, lors de la situation de drainage la plus rapide, nous avons été obligés d'utiliser une grande fréquence de prise de vue, ce qui explique la mauvaise qualité des résultats expérimentaux.

Remarque : Le résultat présenté ici pour une seringue de  $1ml$  est différent de celui présenté sur la figure IV.7, simplement car ce sont deux expériences différentes bien que les paramètres soient les mêmes. Les différences observées s'expliquent d'une part par le volume du transmetteur de pression (le volume de la chambre du transmetteur de pression a été estimé à partir de la géométrie interne donnée par le constructeur à  $0.5cm^3$ , un volume supplémentaire de  $0.5cm^3$  doit également lui être ajouté afin de prendre en compte la connectique avec la seringue) qui n'a pas été utilisé ici mais pris en compte sur les résultats de la figure IV.7, et d'autre part par la longueur de saturation en huile initiale qui est de  $60mm$  ici alors qu'elle était de  $80mm$  dans l'expérience présentée à la figure IV.7.

IV.5.5 Matériau

L'étude sur des réseaux de pores que nous présentons au chapitre V considère des micros modèles en Plexiglas. Ainsi, nous avons souhaité comparer le comportement des tubes capillaires en verre avec un canal usiné dans du Plexiglas de même dimension. Les conditions de mouillage de l'huile sur du verre et sur du Plexiglas sont identiques seule la rugosité est différente, l'usinage dans le Plexiglas produisant un état de surface de moins bonne qualité.

La figure IV.9 présente une comparaison des résultats expérimentaux obtenus avec le tube capillaire en verre et avec le tube en Plexiglas de même dimension. Un très bon accord a été trouvé entre les deux matériaux.



**Figure IV.9 : Comparaison entre un canal en Plexiglas carré et un tube capillaire carré en verre pour un débit 1ml/h (a) et 5ml/h (b)**

IV.5.6 Influence du nombre capillaire

Pour les faibles nombres capillaires (voir figure IV.6 par exemple), la pression commence à augmenter pour initier le mouvement du ménisque, puis elle décroît rapidement lorsque le ménisque s'est suffisamment déplacé dans le tube. On peut remarquer que la vitesse du ménisque évolue ici de manière quasi linéaire. La cause principale de la chute de la pression dans le gaz est la résistance visqueuse générée par le liquide qui devient de moins en moins importante à mesure que le ménisque s'approche de la sortie.

La dynamique du drainage est très différente dans le cas des grands nombres capillaires (voir figure IV.4 par exemple), où la pression dans le gaz augmente constamment jusqu'à atteindre sa valeur maximale juste avant la fin du drainage. Cette évolution de la pression entraîne une augmentation de la vitesse du ménisque tout au long du drainage. La pression chute brusquement quand le ménisque est très proche de la sortie, la vitesse du ménisque devenant très importante.

Comparées aux résultats des mêmes expériences réalisées avec un débit d'injection constant quand le gaz est supposé incompressible, nos résultats paraissent à première vue surprenants. Dans ce cas, la dynamique du drainage est la même quelle que soit la valeur de  $C_a$  avec un pic important de pression au début du drainage, suivie par une décroissance

monotone de la pression. Le volume de gaz initial (incluant le volume de la seringue) au début du drainage a donc un effet important sur la dynamique du drainage, comme nous l'avons montré dans la dernière section de cette partie.

## IV.6 Exploitation

Notre modèle ayant été validé quantitativement, nous proposons de faire une exploitation succincte de ce modèle 1D afin de discuter de l'influence de la compressibilité du gaz sur la dynamique de drainage ainsi que l'impact du volume initial de gaz.

Les courbes que nous présentons ici sont exprimées en fonction du nombre capillaire. Comme nous l'avons déjà dit précédemment, il nous est impossible de déterminer le nombre capillaire de l'écoulement a priori, celui-ci étant dépendant de la compressibilité du gaz et évoluant au cours du temps. Pour cette raison, nous avons choisi de définir celui-ci comme dans (Eq. IV.3), où nous faisons l'hypothèse d'un gaz incompressible.

$$Ca = \frac{\mu Q_v}{\sigma S} \quad \text{Eq. IV.3}$$

Dans Eq. IV.3,  $Q_v$  représente le taux de compression du gaz et  $S$  est la section du capillaire.

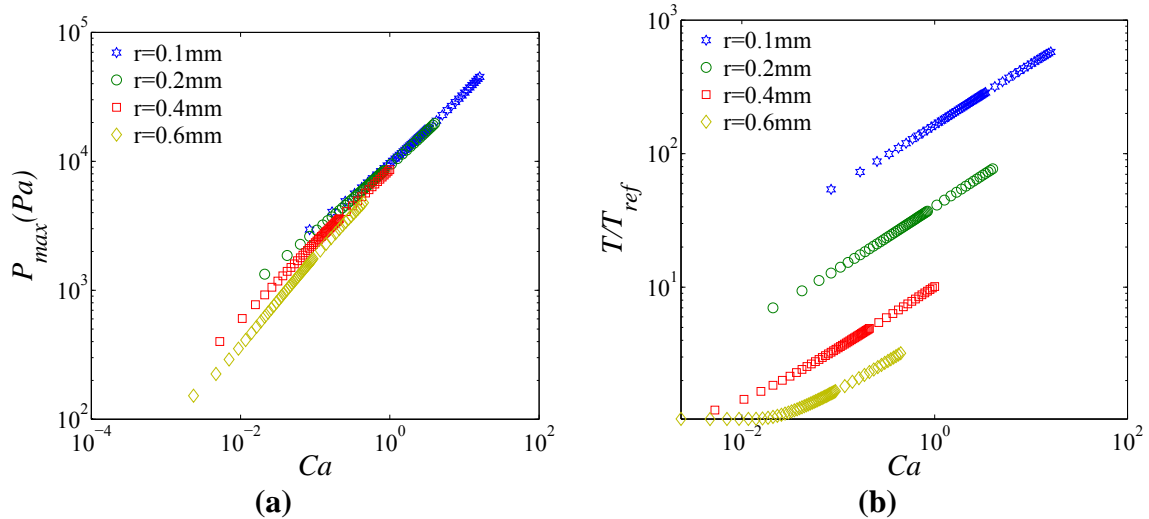
### IV.6.1 Influence de la compressibilité du gaz

Afin d'évaluer l'impact de la compressibilité du gaz sur la dynamique de drainage, nous présentons dans les figures suivantes le temps total de drainage adimensionné par le temps total de drainage calculé en faisant l'hypothèse d'un gaz incompressible. Ce temps de référence  $t_{ref}$  est calculé par (Eq. IV.4).

$$t_{ref} = \frac{V_{tot}}{Q_v} \quad \text{Eq. IV.4}$$

Dans Eq. IV.4,  $V_{tot}$  représente le volume total de liquide à drainer.

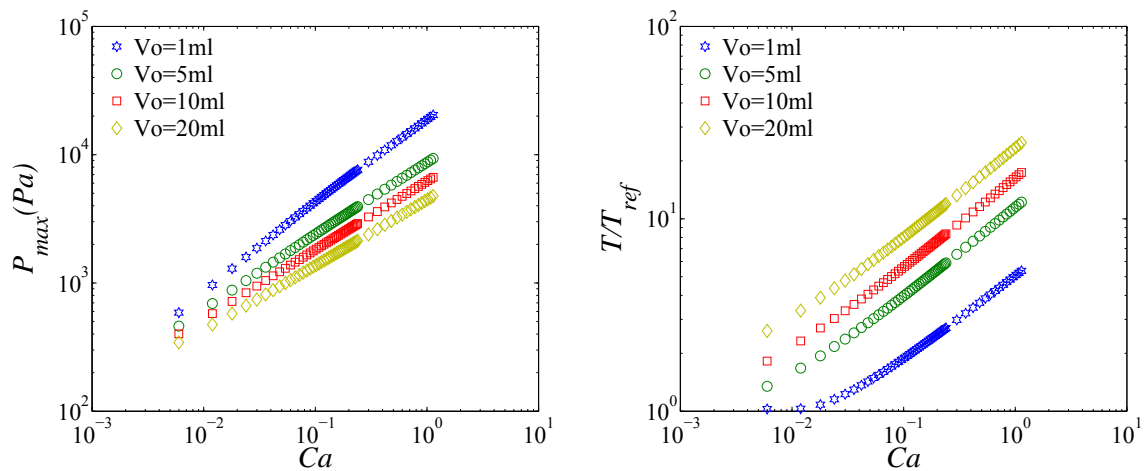
La figure IV.10 présente le temps de drainage adimensionné pour différents rayons de tube capillaire. Comme attendu, ce temps tend vers 1 pour de faibles nombres capillaires. En effet, dans la limite d'un drainage très lent, le gaz peut être considéré comme incompressible. Ce résultat est cohérent avec les résultats de drainage en milieu poreux dans la limite de très faibles nombres capillaires où l'invasion peut être représentée par un algorithme d'invasion de percolation pur. Lorsque le nombre capillaire augmente, le temps de drainage adimensionnel augmente, laissant apparaître l'influence de la compressibilité du gaz. La pression maximale atteinte pendant le drainage augmente de façon similaire au temps adimensionnel et devient très importante pour de grands nombres capillaires. Cette pression est égale à la pression capillaire seuil du tube capillaire si l'on fait l'hypothèse d'un gaz incompressible. Cette dernière est donc indépendante du nombre capillaire, la pression maximale observée représente donc directement l'influence de la compressibilité du gaz.



**Figure IV.10 : Influence du rayon du tube capillaire sur la pression maximale atteinte lors du drainage (a) et sur le temps total de drainage (b) pour différents nombres capillaires.**

#### IV.6.2 Influence du volume initial de gaz

Sur la figure IV.11, on peut voir qu'augmenter le volume initial de gaz à comprimer a pour effet d'augmenter l'influence de la compressibilité et par conséquent le temps total de drainage. La pression maximale atteinte lors du drainage diminue quant à elle avec le volume initial de gaz.



**Figure IV.11 : Influence du volume initial du gaz sur la pression maximale atteinte lors du drainage (a) et sur le temps total de drainage (b) pour différents nombres capillaires.**

## IV.7 Conclusion

Les résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre montrent que le drainage dans des tubes capillaires peut être modélisé par une succession de liaisons comme dans le cas d'un réseau de pores. Ce modèle est validé avec succès par un travail expérimental qui se révèle être un bon outil pour l'étude du drainage dans un tube capillaire.

Les observations faites concernant l'influence des films liquides révèlent que les films dynamiques de drainage doivent être pris en compte si l'on veut capter toute la dynamique du drainage. Par ailleurs, un modèle simple tel que proposé ici apparaît suffisant.

En plus de souligner l'influence très importante de la compressibilité du gaz lors du drainage à fort nombre capillaire, notre modèle a permis de mettre en évidence l'importance toute particulière du volume initial de gaz à comprimer.

La validation quantitative réalisée ici nous permet d'aborder le chapitre suivant dans lequel on étudie la dynamique de drainage dans un réseau de pore.



## Chapitre V Validation expérimentale du modèle numérique de drainage isotherme dans un réseau de pores

Ce chapitre est consacré à l'étude du drainage en milieu poreux. L'objectif est de valider le modèle numérique de réseau de pores présenté au chapitre III. Une description détaillée du dispositif expérimental est proposée dans la première partie, montrant les avantages du dispositif choisi mais également ses défauts et ses limites. Ensuite, les résultats expérimentaux sont confrontés aux simulations numériques afin de valider le modèle pour plusieurs régimes, caractérisés par leur nombre capillaire.

L'intérêt de cette étude préliminaire est de disposer d'un modèle instationnaire de drainage validé quantitativement auquel nous pourrions par la suite rajouter des transferts thermiques et du changement de phase pour se retrouver dans une situation de croissance de poche de vapeur dans une mèche poreuse de LHP.

### V.1 Matériel expérimental

#### V.1.1 Micro modèles

Dans le chapitre précédent, nous avons montré que notre modèle simule correctement le déplacement d'un fluide mouillant par un fluide non mouillant dans un tube capillaire de section carrée usiné dans une plaque de Plexiglas. Sur la base de ces résultats, nous avons choisi de mener des expériences sur des réseaux de pores fabriqués selon le même principe.

Les micros modèles sont constitués de deux parties, un support dans lequel est gravé le motif (réseau de pores) et un couvercle. Ces deux parties sont des plaques de Plexiglas. Nous avons choisi ce matériau pour le support car il est assez tendre (i.e. facile à usiner) et également pour le couvercle car il est transparent et permet donc la visualisation. Le contact entre deux plaques de Plexiglas ne pouvant être parfait à cause des rugosités de surface du Plexiglas, un film étirable en PVC plastifié transparent est disposé entre les deux parties afin d'assurer une bonne étanchéité.

Le motif usiné dans le support est du même type que les réseaux de pores présentés au chapitre II, il s'agit donc d'une interconnexion de canaux de section rectangulaire. L'usinage est réalisé au laboratoire grâce à une micro fraiseuse numérique (*ISEL CPM 4030*). Afin de pouvoir comparer directement les résultats expérimentaux à ceux fournis par le modèle, la géométrie du motif à usiner est directement générée par notre code de calcul numérique. La distribution de la taille des liaisons est donc identique à celle sur lesquelles seront faite les simulations. En procédant de cette manière, une comparaison directe est rendue possible entre les résultats numériques et expérimentaux.

Concernant la taille du réseau, nous avons dû trouver un compromis entre une taille minimale permettant une bonne exploitation et une taille compatible avec nos possibilités d'usinage, tout en s'assurant d'une qualité de visualisation raisonnable. Nous avons finalement choisi un réseau carré de 8 cm de côté.

La distribution de la taille des liens dans notre réseau a été choisie en fonction des performances de notre dispositif d'usinage. Les paramètres limitants étant la taille minimale d'usinage et le rapport d'aspect maximal. Les fraises de la marque *SURCO* d'un diamètre de 300microns nous fournissent le meilleur compromis entre ces paramètres, nous permettant d'atteindre un rapport d'aspect de 10/3, ce qui nous permet de faire un usinage d'une profondeur de 1mm. La profondeur est très importante, car elle fixe la limite supérieure de la taille des liens. En effet, afin d'avoir un système dans lequel la capillarité est gérée par des phénomènes purement 2D, la largeur maximale d'un lien doit être dans le cas pire inférieure à sa profondeur. Cette règle permet de s'assurer que la pression capillaire seuil d'un lien va bien être définie par sa largeur et non par sa profondeur.

Nous avons donc choisi une distribution de taille de liens entre 300 microns et 800 microns. La largeur maximale d'un lien est bien inférieure à la profondeur, ce qui nous assure un vrai comportement 2D de notre réseau.

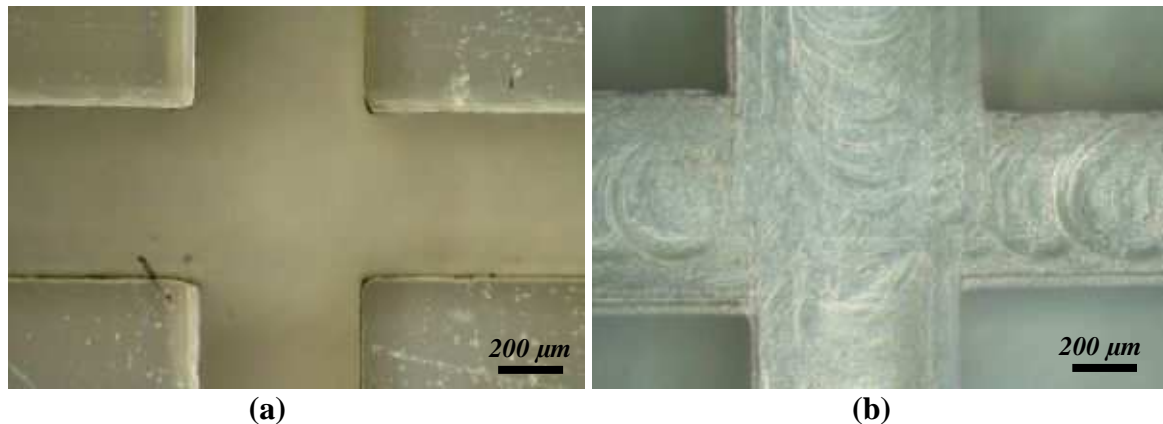
Un deuxième paramètre limitant dans le choix de la distribution de la taille des liens est la précision d'usinage. Il est important d'évaluer la précision d'usinage de notre micro fraiseuse afin d'éviter autant que possible les conflits lors de l'étude expérimentale. Un conflit apparaît lorsque deux liens dont la largeur est très proche sont susceptibles d'être envahis. Dans ce cas, la différence de taille (même infime) entre ceux-ci permet de déterminer numériquement lequel choisir. Par contre, expérimentalement, cela devient plus compliqué à prévoir à cause de la précision d'usinage qui peut influencer sur la taille de l'un par rapport à l'autre le rendant alors préférentiellement invasif. Pour éviter cela, nous avons choisi de distribuer la taille des liens de façon discrète, en choisissant un pas entre deux tailles de liens supérieur à la précision d'usinage. Une des principales sources d'erreur d'usinage avec des micros fraiseuses de prototypage de notre gamme vient du défaut de concentricité de l'outil avec le mandrin. Une mesure de cette imprécision avec un palpeur nous a permis de trouver une précision de plus ou moins 10 microns. La figure V.1 présente des images prises au microscope d'un usinage réalisé dans du Plexiglas montrant la précision et les états de surface obtenus.

Nous avons finalement choisi un pas de 1 micron dans la distribution des largeurs des liens. Ce choix représente un compromis entre la minimisation des conflits et le nombre d'occurrence d'une taille de lien dans le réseau. Ce que nous appelons un conflit est une situation où deux canaux de taille identique se retrouvent à l'interface, le choix d'invasion ne peut donc plus se faire sur des paramètres purement géométriques. Dans ce cas, ce sont les défauts qui permettent de réaliser le choix expérimentalement et une règle doit être choisie numériquement pour savoir quelle liaison envahir.

Un pas de 1micron nous donne 500 possibilités de tailles de liens à répartir dans le réseau qui en comporte en tout 3200. Chaque taille de lien va donc être présente entre 6 et 7 fois dans notre réseau. Notre réseau expérimental sera donc parfaitement fidèle au réseau numérique à la précision d'usinage près. Nous pourrions prendre en compte ce paramètre lors de la discussion sur les résultats expérimentaux. Si nous avions voulu supprimer complètement le nombre de conflits d'usinage, nous aurions du choisir un pas de 20 microns, ce qui n'offre que 25 tailles de liens possible, chaque taille se retrouvant alors 128 fois dans le



réseau, ce qui n'était pas acceptable car cela générerait alors également des conflits liés au grand nombre d'occurrences d'une même taille de lien dans le réseau.



**Figure V.1 : Visualisations de la qualité de l'usinage (a) arêtes en surface et (b) rugosité de fond.**

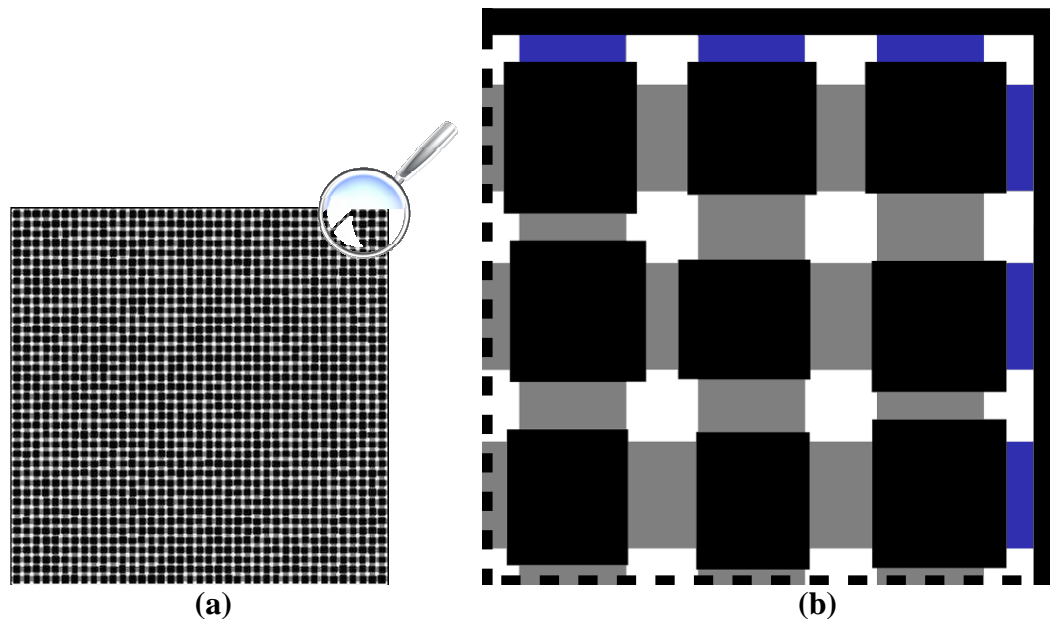
La distance entre deux pores est fixée à 2 mm. De cette manière, la longueur minimale d'un lien tel que défini au chapitre III est de 1.2 mm, ce qui permet d'avoir un réseau qui différencie clairement les pores et les liens. La porosité de ce réseau est de 0.52. Le tableau V.1 résume les caractéristiques choisies pour notre réseau.

Matériau	Plexiglas
$l_{min}$	300 $\mu m$
$l_{max}$	800 $\mu m$
Pas de discrétisation	1 $\mu m$
$d$	2 mm
$e$	1 mm
largeur	80 mm
longueur	80 mm
Nombre de pores sur la largeur	40
Nombre de pores sur la longueur	40
Porosité	0.52

**Tableau V.1 : Caractéristiques du réseau de pores en Plexiglas.**

Nous avons également introduit des conditions aux limites expérimentales particulières. Nous avons vu au chapitre III que des conditions de flux nul sont imposées sur trois côtés du réseau. Afin de reproduire ces conditions expérimentalement, nous devons fermer le réseau sur ces trois côtés. Pour cela, plusieurs solutions s'offrent à nous. Nous avons choisi une solution originale nous permettant de ne pas introduire de discontinuité d'usinage sur les bords et d'interdire le piégeage de fluide dans des liens sans issue. Nous attribuons aux liens présents sur les trois bords fermés la largeur minimale de lien (voir figure V.2). Ceci interdit donc l'invasion de ces liaisons par le fluide, leur préférant des liaisons au seuil de pression capillaire plus grand situées au centre du réseau. Nous nous affranchissons donc de cette manière des conditions de bords, les rendant inaccessibles par le fluide. Bien sûr, la même condition a été imposée numériquement.

Le point d'injection du gaz est le même dans toutes nos expériences. Nous avons choisi le pore situé au centre de la première rangée de pores. Dans tous les résultats présentés dans ce chapitre, le côté de sortie se situe en bas des images et le pore dans lequel a lieu l'injection est en haut et au milieu.



**Figure V.2 : Réseau de pores 40x40 utilisé (a) et détail des conditions aux bords (b) La partie solide est dessinée en noir, le liens en gris et les pores en blanc. Les liens dessinés en bleu ont une largeur égale à  $l_{min}$ .**

### V.1.2 Les fluides

Comme avec les tubes capillaires, le fluide non mouillant est de l'air et le fluide mouillant de l'huile de silicone. Une seule huile a été utilisée, la *Rhodorsil 47V200* ayant une viscosité de  $0.1795 Pa.s$  et une tension de surface de  $21 mN/m$ . Toutes les expériences ont été réalisées dans des conditions stables en température autour de  $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

### V.1.3 Matériel

Une aiguille de dépose *Safetylok (EFD)* est insérée dans un canal d'injection usiné dans le micro modèle. Un point de colle assure l'étanchéité entre l'aiguille et le micro modèle.

Le matériel utilisé pour l'injection, la visualisation et l'enregistrement de la pression est le même que celui présenté au chapitre précédent.

## V.2 Techniques de mesures

### V.2.1 Technique de visualisation

De façon identique au chapitre précédent, les images sont traitées numériquement sous *Matlab* afin de repérer la répartition des phases au cours du temps. Nous présentons en annexe C la technique de soustraction d'images adoptée dans ce chapitre.

### V.2.2 Mesure de la pression

Nous utilisons la même technique qu'avec les tubes capillaires pour intégrer et piloter le transmetteur de pression.

## V.3 Protocole expérimental

Le protocole expérimental est décrit ci-dessous :

- La saturation du micro modèle est réalisée en deux étapes. Tout d'abord, une étape d'imbibition très lente permet de saturer le micro modèle en huile, l'imbibition lente permettant d'obtenir un front plat et donc une bonne saturation. Malgré tout, quelques bulles d'air peuvent subsister, sur les bords notamment ou dans quelques liaisons perpendiculaires à la direction de l'écoulement. Une étape de mise au vide est alors nécessaire. Le canal d'injection est fermé et le micro modèle est placé verticalement (la sortie en haut) dans une cloche à vide. Les bulles alors présentes s'expandent et montent à la surface jusqu'à sortir du micro modèle, celles-ci étant remplacées par de l'huile. Il ne reste plus qu'à combler les dernières liaisons d'huile pour que le micro modèle soit entièrement saturé.
- Le micro modèle est fixé sur un support permettant de contrôler son horizontalité et sa hauteur afin de pouvoir le raccorder à la seringue.
- De façon similaire à l'expérience avec les tubes capillaires, le mode d'injection du pousse seringue est activé afin de comprimer l'air contenu dans la seringue et d'initier le drainage.

Ici aussi, les expériences ont été reproduites trois fois au minimum et une très bonne reproductibilité a été observée.

## V.4 Modèle numérique

Le modèle numérique utilisé pour la comparaison est celui présenté au chapitre III. Comme au chapitre précédent, les conditions expérimentales reflètent les hypothèses du modèle numérique, absence de gravité, conditions isothermes, liquide peu volatil et parfaitement mouillant.

## V.5 Résultats

Nous avons la possibilité de valider le modèle sur deux paramètres, la répartition des phases et l'évolution de la pression dans la poche de gaz. Trois régimes visco-capillaires ont été étudiés, un régime correspondant à un faible nombre capillaire, purement capillaire, un mixte visco-capillaire et un à très fort nombre capillaire, à dominante visqueux.

Pour les mêmes raisons que dans le chapitre précédent, nous ne pouvons pas calculer de nombre capillaire a priori. Nous construisons donc notre nombre capillaire avec l'hypothèse d'un gaz incompressible et d'une vitesse de déplacement du ménisque moyenne calculée à partir de la section moyenne des liens du réseau (Eq. V.1).

$$Ca = \frac{\mu_g U}{\sigma} \quad \text{Eq. V.1}$$

Dans (Eq. V.1),  $\mu_g$  est la viscosité du gaz et  $U$  la vitesse moyenne du ménisque, calculée par (Eq. V.2) :

$$U = \frac{Q_v}{S_{moy}} \quad \text{Eq. V.2}$$

Dans (Eq. V.2),  $S_{moy}$  est la section de passage moyenne des liens de notre réseau.

Le nombre capillaire défini par (Eq. V.1) nous permet d'évaluer le régime visco-capillaire dans lequel on se trouve en se référant au diagramme des phases proposé par [Lenormand et al. (1988)] (voir figure I.10).

Le rapport de viscosité  $M$  (Eq. V.3) dans notre expérience est tel que les effets visqueux dans le gaz sont négligeables devant ceux du liquide ( $M = 10^{-4}$ ).

$$M = \frac{\mu_g}{\mu_l} \quad \text{Eq. V.3}$$

### V.5.1 Nombre capillaire faible

Dans cette partie, nous utilisons un taux de compression de  $0.1 \text{ ml/hr}$ , ce qui correspond à un nombre capillaire  $Ca = 4.5 \cdot 10^{-8}$ . Cela nous place dans un régime où l'invasion du liquide par le gaz est pilotée uniquement par les forces capillaires. Ce type de drainage a été largement étudié ([Chandler et al. (1982)]) et l'invasion produite est connue pour être décrite par une invasion de percolation (IP) ([Wilkinson and Willemsen (1983)]). En effet, l'écoulement étant extrêmement lent, les effets visqueux ne jouent quasiment aucun rôle, ce sont donc les effets capillaires qui régissent l'écoulement. Autrement dit, les caractéristiques géométriques du milieu vont être déterminantes. Dans ce cas particulier, une connaissance extrêmement précise de la géométrie expérimentale est alors nécessaire pour prédire la répartition des phases. La figure d'invasion attendue est très développée, sans direction préférentielle, contrairement aux situations à plus fort nombre capillaire.

La figure V.3 présente une comparaison entre la distribution des phases obtenue expérimentalement et numériquement au moment de la percée. Sur cette figure ainsi que sur toutes celles de ce chapitre, le gaz est représenté en blanc et le liquide en noir (sur cette figure seulement, il est présenté une partie en bleu correspondant à du gaz afin de distinguer deux domaines d'invasion). On remarque tout de suite que la distribution des phases obtenue expérimentalement est complètement différente de celle attendue. La figure d'invasion numérique ressemble par ailleurs beaucoup plus à celle prévue, occupant une très grande partie du réseau. Si nous regardons maintenant plus en détail ce qui s'est produit, on remarque qu'un seul lien (repéré en rouge sur le résultat numérique présenté sur la figure V.3) permet au gaz de visiter toute la partie droite du réseau (représentée en bleu pour la distinguer de la partie envahie sur la gauche). En d'autres termes, il semble n'y avoir qu'un chemin possible pour le gaz pour commencer à envahir la partie droite du réseau. Si l'on se concentre sur la partie gauche, alors on trouve un bon accord entre le résultat numérique et expérimental.

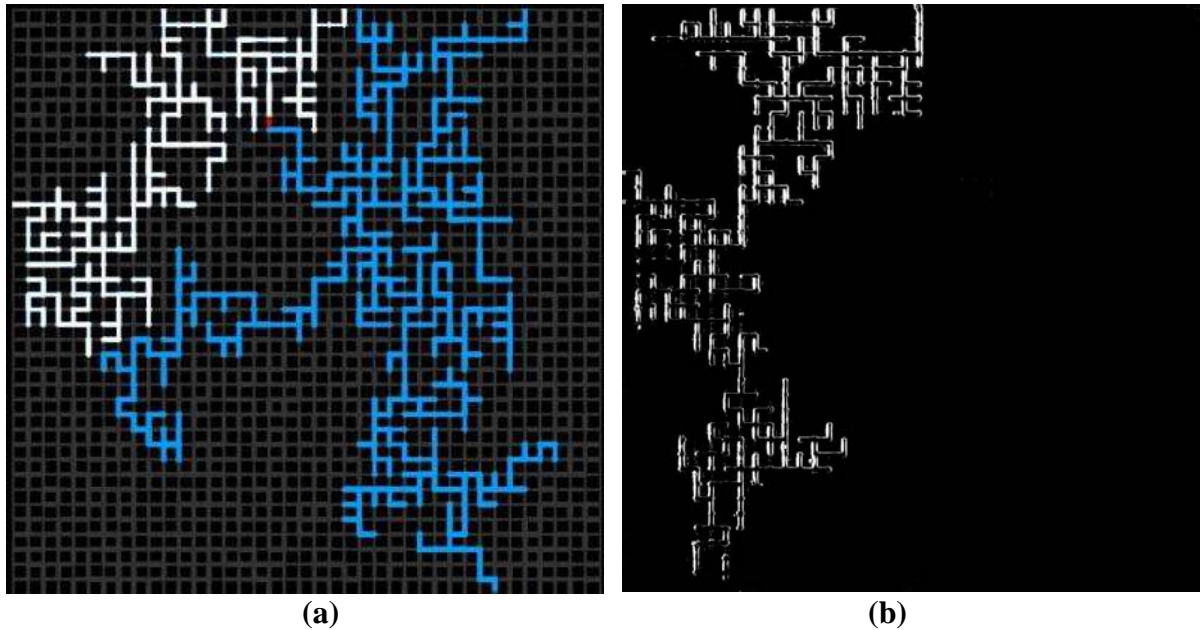
Même si ce résultat n'est pas entièrement satisfaisant, plusieurs éléments peuvent être apportés pour expliquer ces différences, que l'on peut raisonnablement attribuer aux conditions expérimentales.

Premièrement, cela peut s'expliquer par l'incertitude de la taille réelle des liens du micro modèle. En effet, dans une invasion de type invasion de percolation, les liens sont envahis un par un (voir figure V.5), en choisissant toujours la liaison de plus grande taille. Deux types de conflit peuvent alors se présenter, un conflit d'usinage et un conflit d'occurrence. Le conflit d'usinage est le plus probable compte tenu de notre qualité d'usinage. Deux cas de figure peuvent se présenter, soit la largeur de la liaison n'a pas été parfaitement respectée, soit des copeaux d'usinages collés ou un mauvais état de surface local ont contribué à modifier la géométrie d'un lien (bien que ces défauts soient très peu nombreux, après vérification au microscope). Un conflit d'occurrence peut également modifier la distribution des phases attendue, ce conflit ayant été géré expérimentalement par les défauts d'usinage et numériquement par l'action de la viscosité (car tout de même prise en compte même si elle est négligeable). Un choix différent sera donc fait entre l'expérience et le modèle lors de ces situations.

Les effets visqueux dans le liquide étant pris en compte par le modèle, ceux-ci entraînent parfois l'invasion de plusieurs liaisons simultanément (voir figure V.5), donnant alors la possibilité de visiter une nouvelle partie du réseau. Cependant, nous avons comparé notre résultat à celui donné par une invasion de type invasion de percolation pure et les figures d'invasion sont identiques, ce qui nous assure que le phénomène d'invasions multiples ayant lieu quelques fois dans nos simulations ne nous éloigne pas trop d'un cas où les effets capillaires seraient uniquement impliqués dans le déplacement de l'interface.

Enfin, il nous faut tout de même préciser que notre modèle ne prend pas en considération l'imbibition (invasion du gaz par le liquide). Nous n'avons pas mentionné cette hypothèse jusqu'à présent car elle nous paraissait implicite, mais l'imbibition est interdite dans notre modèle. Ce phénomène peut pourtant survenir lors d'une chute de pression rapide dans le gaz entraînée par exemple par l'augmentation du volume de gaz liée à l'invasion soudaine d'un pore. Ce type d'imbibition peut surtout intervenir lors de l'invasion simultanée de deux liens. En effet, dans cette situation, un des deux sera fatalement envahi en premier permettant alors au gaz d'envahir immédiatement le pore suivant (la résistance capillaire d'un pore étant très faible). Ensuite, la pression dans le gaz nécessaire pour envahir ce pore étant plus faible, le second lien alors partiellement envahi devrait logiquement se ré-imbiber, ce qui

n'est pas pris en compte dans notre modèle, qui suppose un tel lien continuellement partiellement rempli.



**Figure V.3 : Distribution des phases au moment de la percée pour un taux de compression de 0.1 ml/hr ( $Ca = 4.5.10^{-8}$ ) (a) « pattern » numérique et (b) « pattern » expérimental.**

La figure V.4 présente une comparaison de l'évolution de la pression. Bien sûr, aucune comparaison ne peut être faite sur le temps total de drainage, la différence de saturation en gaz au moment de la percée étant trop importante. Pour cela, la courbe de pression numérique n'est pas représentée entièrement, nous n'avons gardé que la partie correspondant au temps de drainage expérimental, la fin de la courbe montrant une évolution de la pression identique. Cependant, le mode d'envahissement décrit plus haut est respecté (pas de forte pressurisation du gaz mais seulement une pressurisation autour du seuil de percolation moyen des liens).

Comme c'était le cas avec le drainage dans des tubes capillaires au chapitre précédent, on observe une augmentation de la pression au début du drainage. Ensuite, les effets visqueux n'entrant pas en jeu, la surpression nécessaire à l'envahissement correspond seulement à la pression capillaire seuil des liens. Le seuil de percolation (i.e. pression capillaire d'un lien ayant la taille moyenne de notre distribution) de notre réseau étant de  $118 Pa$ , on observe logiquement une évolution de la pression autour de cette valeur.

On peut remarquer cependant une légère différence d'amplitude entre le signal numérique et expérimental. Ceci est lié à l'évolution discrète de la pression numériquement, l'évolution du rayon de courbure pendant l'invasion d'une liaison ou d'un pore n'étant pas prise en compte dans le modèle.

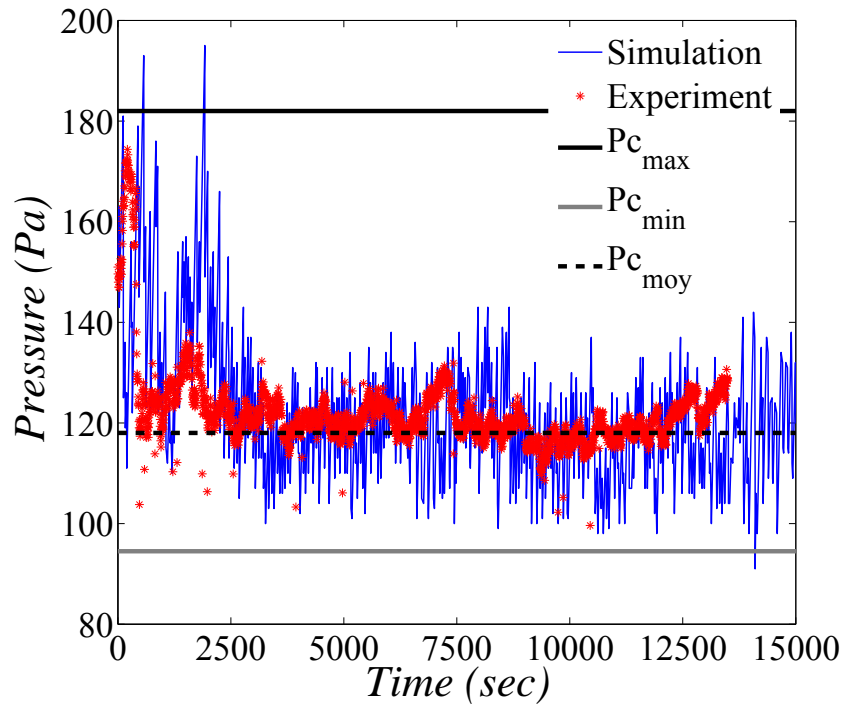


Figure V.4 : Courbes de pressions numériques et expérimentales du drainage à un taux de compression de 0.1 ml/hr ( $Ca = 4.5 \cdot 10^{-8}$ ).

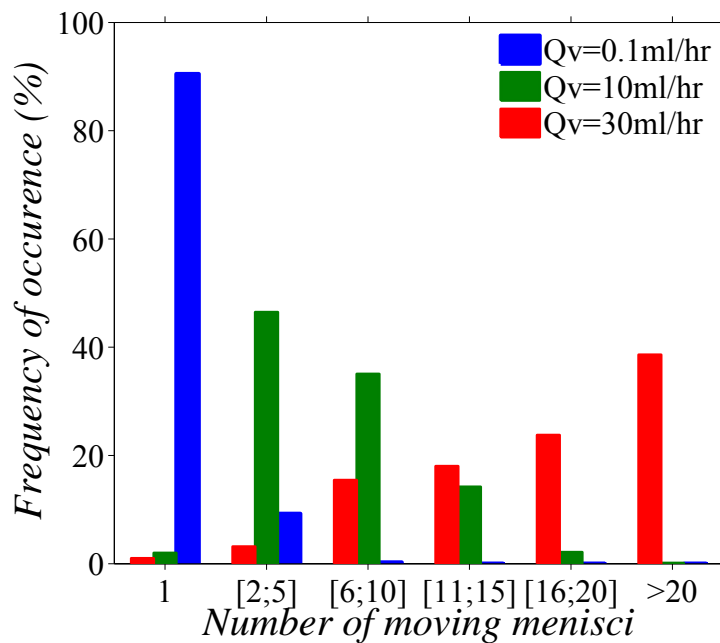


Figure V.5 : Statistique sur le nombre d'invasions simultanées pour les trois vitesses de compression étudiées.

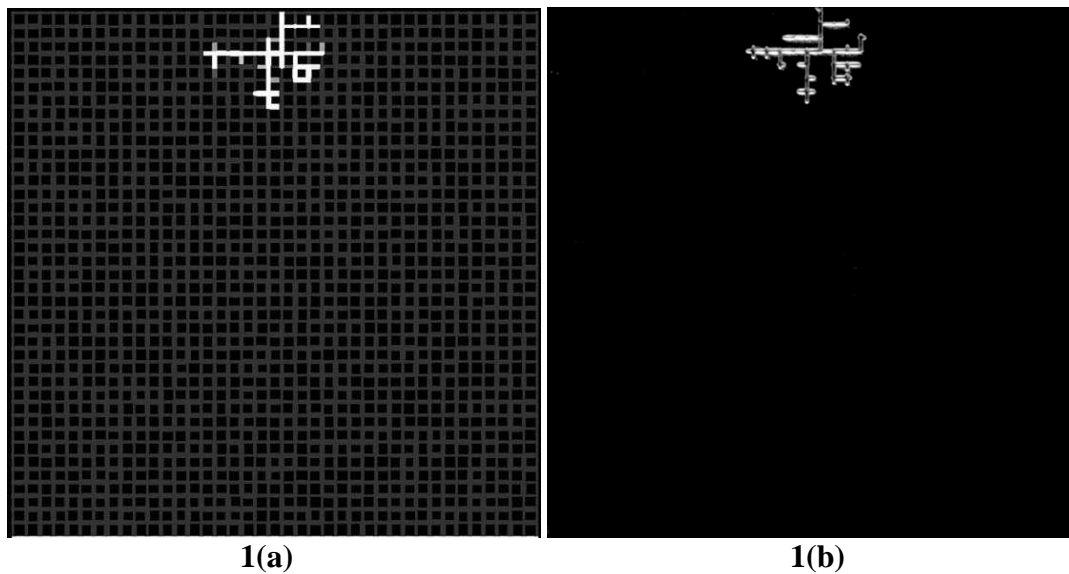
V.5.2 Nombre capillaire moyen

Nous présentons ici des résultats obtenus pour un taux de compression de  $10 \text{ ml/hr}$ , correspondant à un nombre capillaire de  $4.5 \cdot 10^{-6}$ . Ce régime correspond à un écoulement visco-capillaire dans lequel participent à la fois les effets visqueux et capillaires dans le choix des liaisons à envahir. La figure d'invasion correspondante présente des digitations dans le sens de l'écoulement, générées par les effets visqueux.

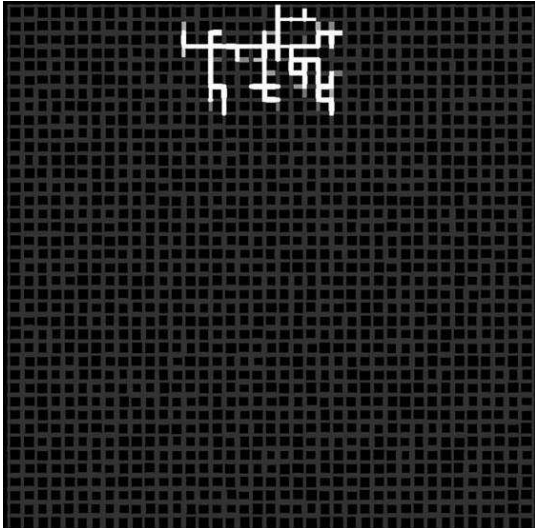
Une des conséquences des effets visqueux est la banalisation du phénomène de multi-invasion. Comme on peut le voir sur la figure V.5, dans la grande majorité des cas, plusieurs invasions simultanées se produisent, entre 2 et 5 liens étant envahis simultanément lors d'une étape sur deux environ, et l'on peut voir jusqu'à 20 liens envahis simultanément lors de certaines étapes (toutefois très peu nombreuses).

La figure V.6 présente une comparaison de l'évolution de la distribution des phases. La séquence complète de drainage jusqu'à la percée a été divisée en 10 parties, avec un pas de temps de 15 sec entre chaque image. Nous présentons une comparaison entre la simulation numérique et l'expérience pour des pas de temps identiques.

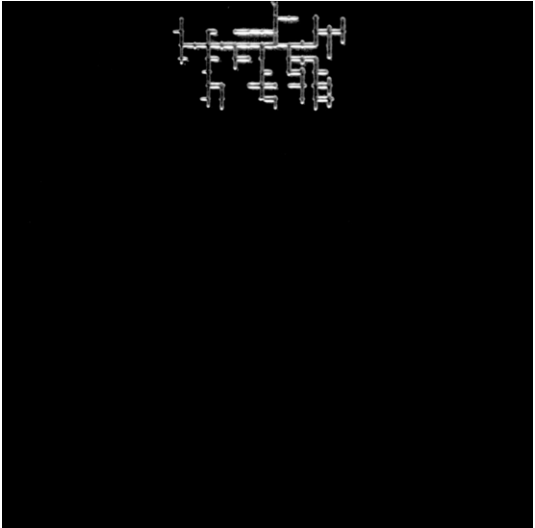
Comme attendu, il est clairement visible sur ces images que même si plusieurs pores sont envahis dans toutes les directions, dû aux effets capillaires, une direction privilégiée paraît nettement dans le sens du gradient de pression le plus faible, faisant apparaître des digitations visqueuses.



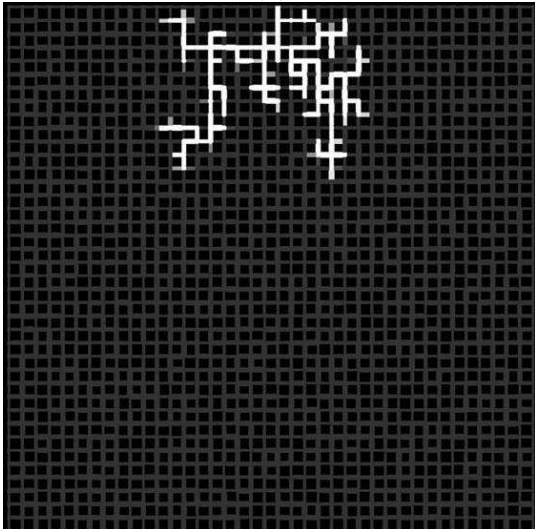




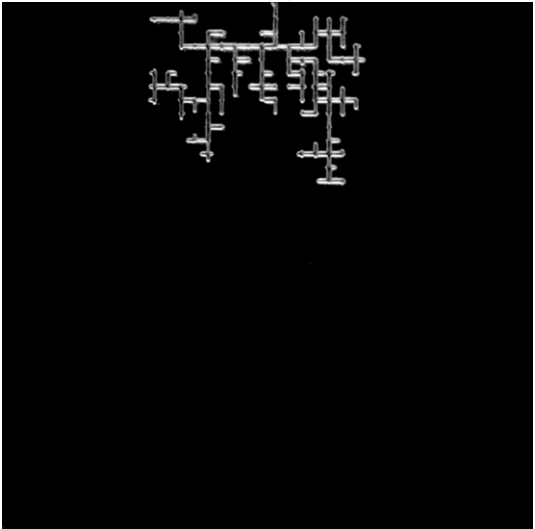
2(a)



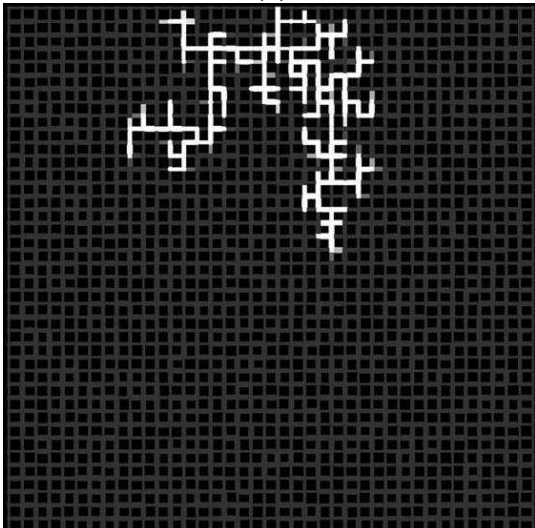
2(b)



3(a)



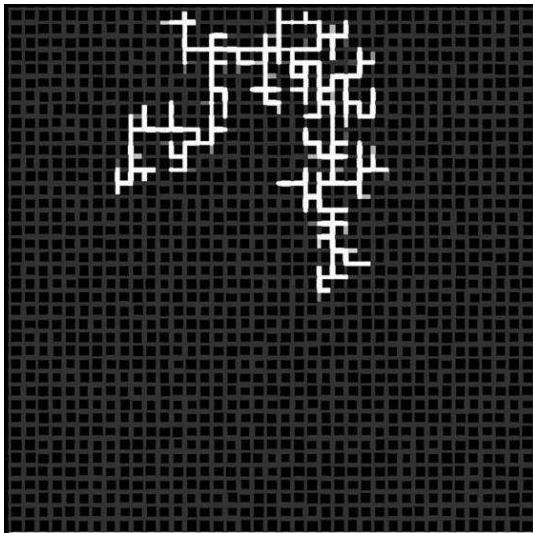
3(b)



4(a)



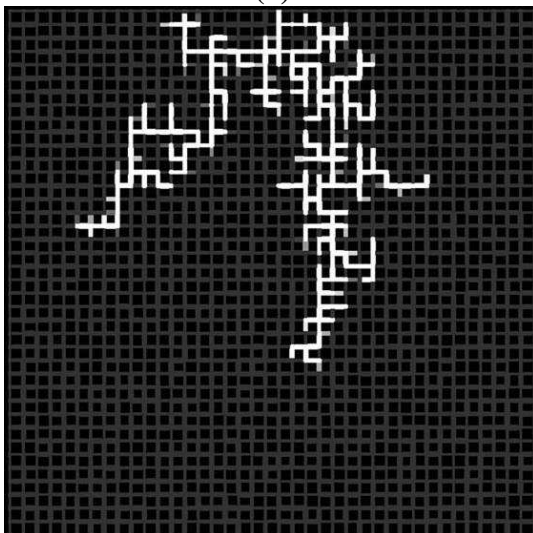
4(b)



5(a)



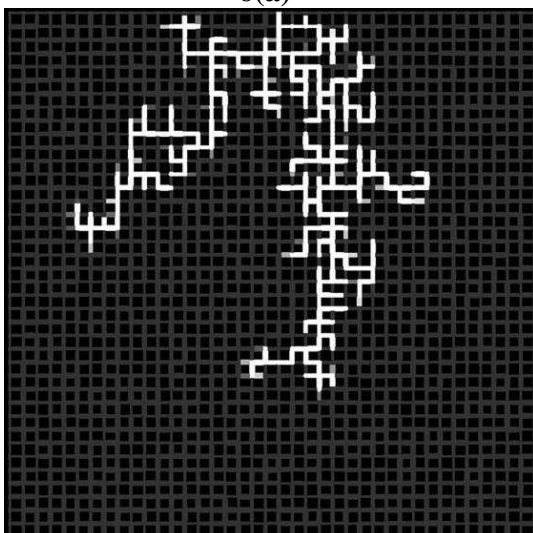
5(b)



6(a)



6(b)



7(a)



7(b)

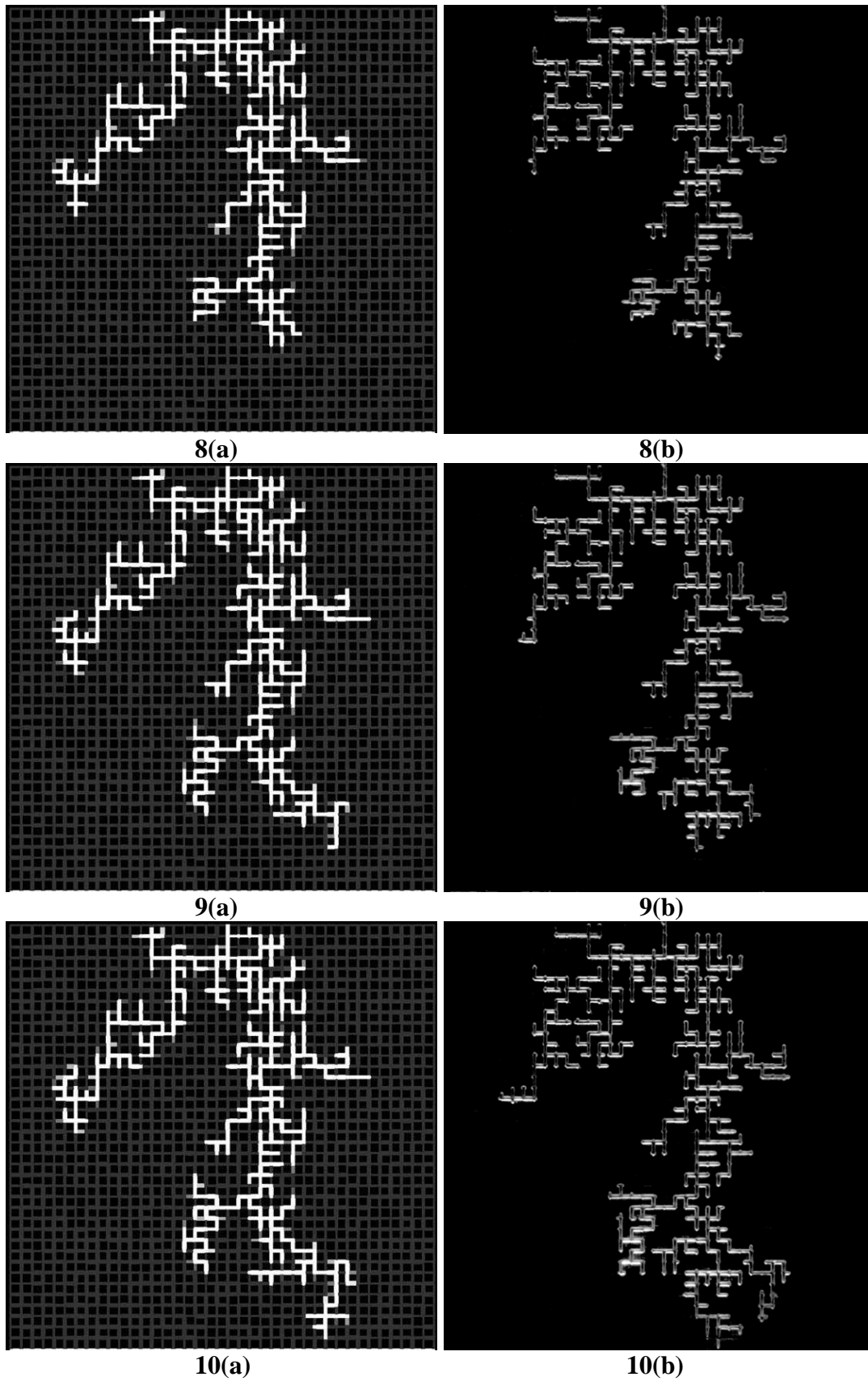


Figure V.6 : Distribution des phases pour un taux de compression de  $10 \text{ ml/hr}$  ( $Ca=4.5 \cdot 10^{-6}$ ). Les figures sont numérotées de 1 à 10 dans l'ordre chronologique. Le pas de temps entre deux images est de  $15 \text{ sec.}$  (a) simulation (b) expérience

La figure V.7 présente en détail les quatre premières étapes présentées à la figure V.6.

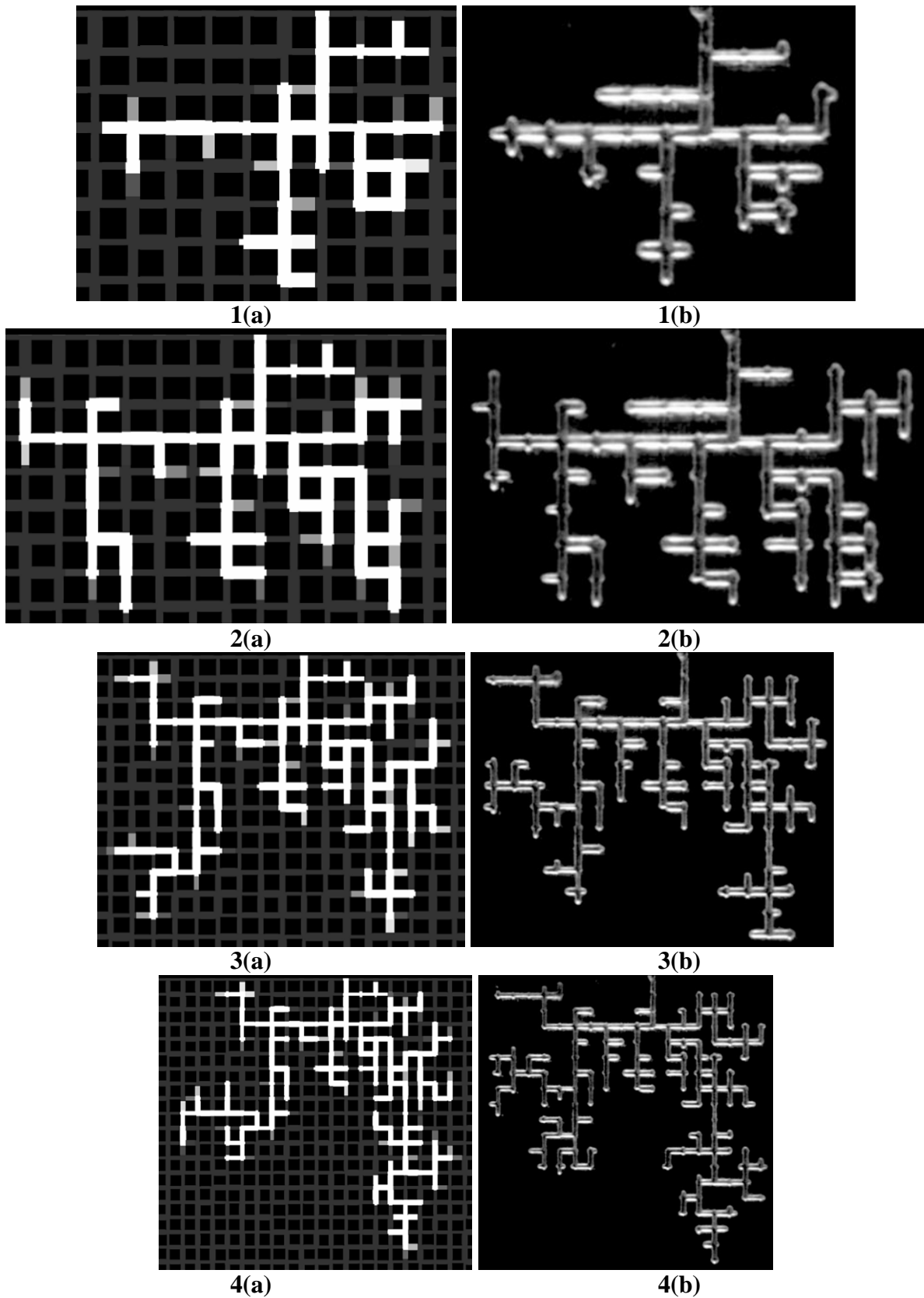


Figure V.7 : Images détaillées des quatre premiers pas de temps pour un taux de compression de 10 ml/hr ( $Ca = 4.5 \cdot 10^{-6}$ ) (a) simulation (b) expérience.

Plusieurs remarques peuvent être faites sur ces figures.

Tout d'abord, la comparaison précise proposée sur la figure V.7 permet de valider le modèle numérique qui présente un très bon accord avec les résultats expérimentaux.

On peut s'intéresser ensuite au cas des invasions partielles. En effet, notre modèle autorisant les invasions multiples, plusieurs liens se retrouvent partiellement envahis. Un lien partiellement rempli est représenté en niveau de gris sur les images numériques, plus ou moins foncé selon son taux de remplissage. Il est intéressant de remarquer que ce phénomène se retrouve également expérimentalement, on peut le voir par exemple sur le bas de l'image 1 ou encore en bas à gauche de l'image 2. Cela nous permet de valider les hypothèses réalisées dans notre modèle, autorisant les invasions multiples.

Comme lors de l'invasion à faible nombre capillaire, certaines liaisons envahies numériquement ne le sont pas expérimentalement. Cela est particulièrement visible sur les images 3 et 4 en bas à gauche. Nous attribuons cela à l'imprécision de la géométrie des liens pour les mêmes raisons que dans le paragraphe précédent. Cependant, cet effet est beaucoup moins spectaculaire qu'à faible nombre capillaire, car les invasions multiples générées par les effets visqueux se produisant par la suite tendent à raccorder la phase envahissante avec la région non explorée. L'incidence sur la distribution des phases finale est alors très peu visible. En d'autres termes, la géométrie d'un lien n'est pas décisive sur la figure d'invasion finale dans ce régime visco-capillaire.

Enfin, un phénomène d'imbibition peut être observé entre les figures 1 et 4 dans les premiers pores sur la droite du point d'injection. Ces pores qui étaient envahis par du gaz dès les premières étapes du drainage finissent remplis de liquide. Cela n'est pas pris en compte dans notre modèle, nous verrons plus tard (voir chapitre VII) comment il est possible de gérer ce phénomène particulier dans le cas de réseaux de pores.

La figure V.8 présente l'évolution de la pression mesurée dans l'expérience (représentée par des croix bleues) et celle obtenue avec notre modèle sans prendre en compte les films liquides et en prenant en compte les films liquides. Les courbes montrent un pic de pression au début du drainage beaucoup plus important que pour l'expérience à faible nombre capillaire, comme cela avait été observé dans le cas des tubes capillaires, puis la pression diminue jusqu'à la fin du drainage.

Contrairement à la section précédente, les distributions des phases numériques et expérimentales sont identiques, ce qui nous permet de comparer directement l'évolution de la pression. De la même manière qu'avec les tubes capillaires, l'influence des films liquides est spectaculaire, ceux-ci jouant un rôle important dans la dynamique de drainage. Leur prise en compte permet de retrouver le temps total de drainage trouvé expérimentalement. L'influence des films liquides ne se fait par contre pas ressentir sur la pression maximale, celle-ci étant atteinte dès le début de l'expérience, c'est la résistance visqueuse dans le réseau saturé en liquide qui fixe sa valeur, les films liquides n'ayant alors aucun rôle à jouer.

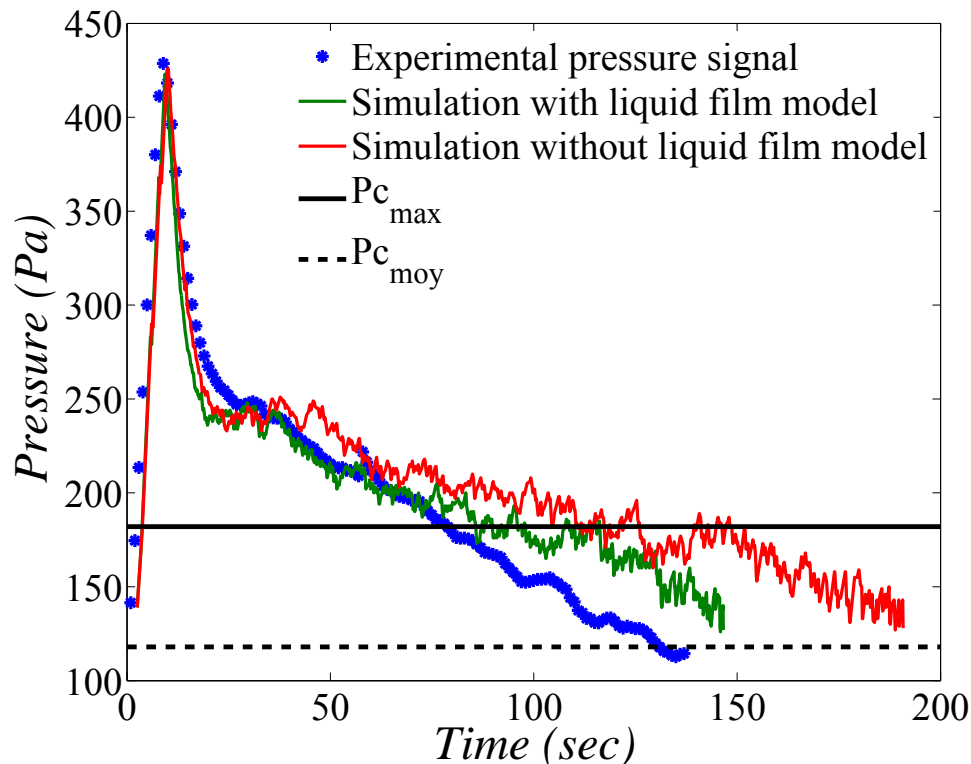


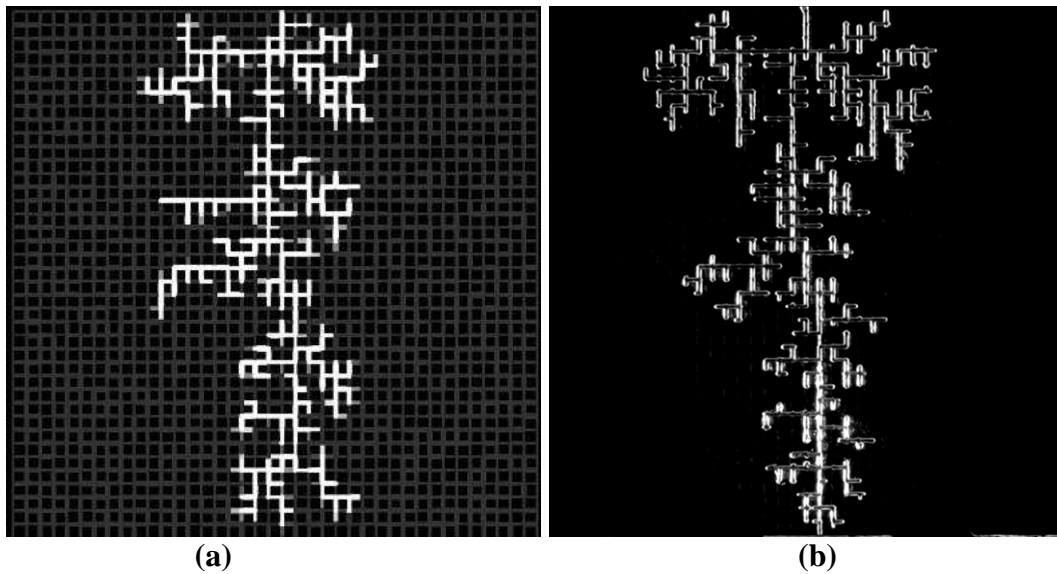
Figure V.8 : Courbes de pression numérique et expérimentale pour un taux de compression de 10 ml/hr ( $Ca = 4.5.10^{-6}$ )

### V.5.3 Nombre capillaire fort

Augmenter encore le nombre capillaire revient à diminuer l'influence de la capillarité dans l'écoulement au profit de la viscosité. Pour cela, nous avons utilisé un taux de compression de 30 ml/hr, correspondant à un nombre capillaire de  $1.5.10^{-5}$ . Dans ce cas, ce sont les pertes de pression générées dans le liquide en aval de l'écoulement qui vont principalement gérer l'écoulement. On s'attend donc à ce que la figure d'invasion présente clairement une direction privilégiée qui est la direction de l'écoulement.

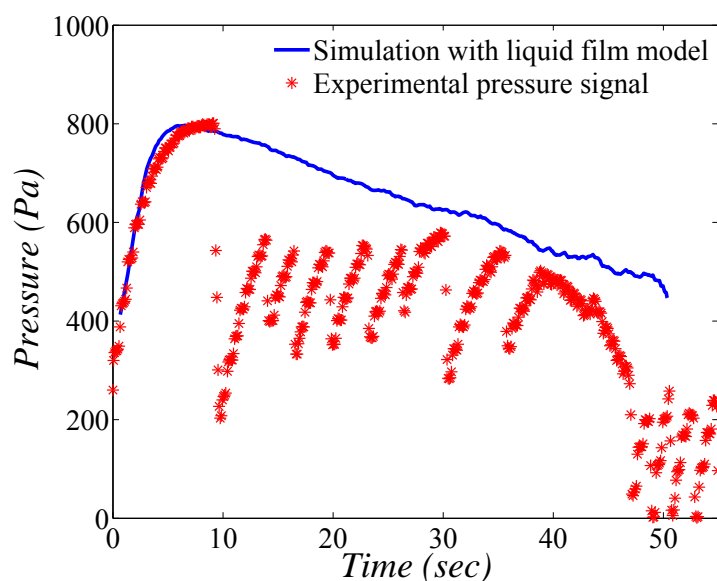
En conséquence, la figure d'invasion va être très droite et dirigée vers la sortie. Cela est d'autant plus compréhensible lorsque l'on regarde le nombre d'invasions multiples ayant lieu sur la figure V.5, plus de 20 liens étant envahis simultanément dans plus de 40 % des cas.

La figure V.9 présente la distribution des phases obtenues expérimentalement et numériquement au moment de la percée. Comme attendu, on peut observer une figure d'invasion ayant une direction très privilégiée, le point de sortie étant exactement sur la même rangée de pores que le point d'injection. Notre modèle retrouve bien ce type d'écoulement, le point de sortie ainsi que la saturation en gaz étant respectés.



**Figure V.9 : Distribution des phases au moment de la percée pour un taux de compression de 30 ml/hr ( $Ca = 1.5.10^{-5}$ ) (a) « pattern » numérique (b) « pattern » expérimental.**

La figure V.10 présente la courbe de pression obtenue par simulation numérique et celle mesurée expérimentalement. Malheureusement, notre dernier système d'injection n'est pas resté étanche pour une surpression supérieure à 800 Pa. Cela est visible sur le relevé de mesure expérimentale présenté sur la figure V.10, où il apparaît plusieurs re-pressurisations pendant la phase de drainage. Nous ne pensons pas cependant que ces légères fuites perturbent beaucoup la dynamique générale du drainage, la pressurisation pour ce taux de compression étant très rapide. Par ailleurs, comme précédemment, la saturation en gaz étant comparable numériquement et expérimentalement, les deux courbes peuvent être comparées directement. Le temps total de vidange est bien respecté.



**Figure V.10 : Courbes de pression numérique et expérimentale pour un taux de compression de 30 ml/hr ( $Ca = 1.5.10^{-5}$ )**

## V.6 Conclusion

Les résultats présentés dans ce chapitre montrent une bonne réponse de notre modèle pour différents régimes de drainage depuis un régime purement capillaire jusqu'à un régime quasiment entièrement piloté par les effets visqueux. L'utilisation d'un transmetteur de pression a permis de valider non seulement la distribution des phases mais également l'influence de la compressibilité du gaz.

L'utilisation de ce modèle pour réaliser une étude plus approfondie du drainage serait intéressante. Une étude statistique pourrait par exemple être menée afin d'étudier l'évolution de la saturation à la percée, du nombre de liaisons envahies simultanément à chaque étape ou encore de la pression maximale atteinte dans le gaz pour différents régimes.

Par ailleurs, de nombreuses améliorations peuvent être apportées à ce modèle, comme la prise en compte des forces hydrostatiques par exemple. Il serait également intéressant d'étudier la possibilité de fragmentation de l'amas de gaz principal, lorsque l'on est en présence d'un écoulement liquide important par exemple [Vedvik et al. (1998)] ainsi que de l'évolution éventuelle de plusieurs amas [Constantinides and Payatakes (1991)].

La diffusion du gaz dans le liquide fait également partie des améliorations à apporter au modèle afin de pouvoir étudier le drainage avec des fluides différents où une forte dissolution du gaz dans le liquide est possible.

Cela dit, ce modèle constitue pour nous une première étape dans le but de modéliser la croissance d'une poche par vaporisation. La partie suivante est dévolue à la présentation d'une étude similaire dans laquelle ont été rajoutés les transferts thermiques et le changement de phase.

Cette étape nous paraissait très importante puisque toute la partie hydrodynamique de notre modèle a pu être validée expérimentalement.







## Partie 3

# Croissance d'une poche de vapeur par vaporisation dans un milieu poreux

Cette troisième partie nous permet de présenter les développements apportés au modèle de réseau de pores présenté dans le chapitre III, afin de prendre en compte les transferts thermiques ainsi que le changement de phase. L'objectif étant non seulement de présenter le modèle numérique, mais également de proposer une validation expérimentale de celui-ci. L'originalité de ce travail est de proposer une validation expérimentale directe d'un modèle de réseau de pores, en y incluant des transferts thermiques et de la vaporisation. De plus, une des deux expériences présentées apporte un élément nouveau dans la compréhension des phénomènes ayant lieu dans de tels systèmes, qui est la présence de films liquides dynamiques, similaires à ceux étudiés dans la deuxième partie.

L'objectif est de disposer d'un modèle de croissance de poche de vapeur dans un milieu poreux par pressurisation pilotée par la vaporisation, validé expérimentalement. Celui-ci pourra par la suite être facilement adapté à une situation de mèche poreuse d'un évaporateur capillaire, cette étude constituant la quatrième partie de ce manuscrit.

Nous présenterons tout d'abord le modèle numérique, puis une première expérience avec un réseau de pores en aluminium de taille millimétrique et enfin une seconde étude expérimentale réalisée avec un réseau gravé dans du silicium de taille micrométrique.



---

## Sommaire

---

CHAPITRE VI	ÉTUDE NUMERIQUE ET EXPERIMENTALE DE LA DYNAMIQUE DE CROISSANCE D'UNE POCHE DE VAPEUR PAR VAPORISATION DANS UN MILIEU POREUX	- 111 -
VI.1	Modèle de réseau de pores thermique	- 111 -
VI.1.1	Modèle géométrique	- 111 -
VI.1.2	Hypothèses	- 114 -
VI.1.3	Transferts de chaleur	- 114 -
VI.1.4	Conditions initiales	- 117 -
VI.1.5	Conditions aux limites	- 117 -
VI.1.6	Algorithme de croissance de poche	- 119 -
VI.1.7	Amas piégés	- 122 -
VI.1.8	Expansion thermique	- 123 -
VI.2	Dispositif expérimental	- 124 -
VI.2.1	Réseau de pores en Aluminium	- 125 -
VI.2.2	Fluides	- 127 -
VI.2.3	Matériel	- 127 -
VI.2.4	Procédure expérimentale	- 127 -
VI.3	Résultats expérimentaux	- 128 -
VI.3.1	Cinématique de la croissance	- 128 -
VI.3.2	Distribution des phases	- 129 -
VI.3.3	Evolution de la température	- 132 -
VI.3.4	Evolution de la pression	- 133 -
VI.3.5	Evolution du régime d'écoulement	- 134 -
VI.4	Confrontation des résultats numériques et expérimentaux	- 136 -
VI.4.1	Comparaison de la distribution des phases	- 137 -
VI.4.2	Comparaison de l'évolution de la pression	- 140 -
VI.4.3	Comparaison des débits de vaporisation	- 140 -
VI.4.4	Phénomène de multi-invasions et transition de « pattern »	- 142 -
VI.5	Etude d'un réseau comportant un plus grand nombre de pores	- 142 -
VI.5.1	Présentation du réseau en silicium	- 143 -
VI.5.2	Résultat expérimental avec le réseau en silicium	- 144 -
VI.5.3	Comparaison numérique avec le réseau en silicium	- 147 -
VI.5.4	Deux régimes de croissance	- 148 -
VI.6	Application à un évaporateur capillaire	- 149 -
VI.6.1	Transitoires de démarrage	- 149 -
VI.6.2	Direction de l'écoulement liquide pendant la croissance d'une poche	- 150 -
VI.6.3	« Effet caloduc » dans la mèche poreuse d'une LHP	- 151 -
VI.6.4	Films liquides	- 152 -
VI.6.5	Croissance d'une poche isolée	- 152 -
VI.7	Conclusion	- 153 -



## Chapitre VI Étude numérique et expérimentale de la dynamique de croissance d'une poche de vapeur par vaporisation dans un milieu poreux

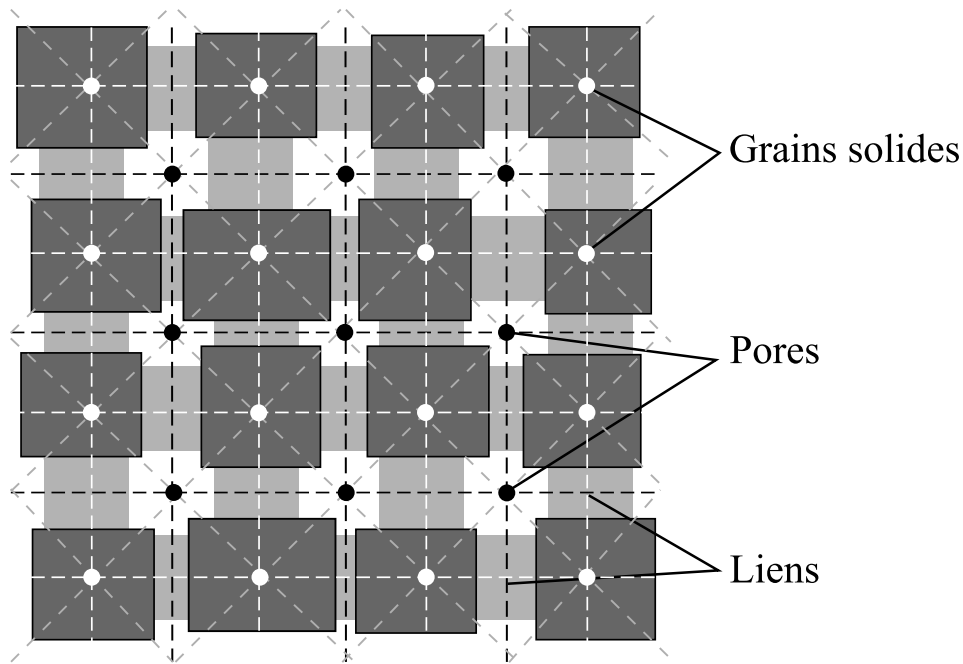
Dans ce chapitre, nous commencerons par détailler le modèle thermique développé, en précisant nos principales hypothèses ainsi que nos conditions aux limites. Ensuite, nous présenterons une première étude expérimentale développée dans un but de validation du modèle, des comparaisons seront faites entre les simulations et l'expérience. Enfin, nous décrirons une deuxième expérience en étudiant les nouveaux résultats qu'elle apporte ainsi que son intérêt pour la validation du modèle.

### VI.1 Modèle de réseau de pores thermique

La structure de ce modèle est basée sur une approche de type réseaux de pores, identique à celle présentée dans le chapitre III. Les transferts de masse ainsi que les effets capillaires sont calculés exactement de la même manière, nous ne les décrirons donc pas ici, à l'exception des conditions aux limites qui seront redéfinies afin de prendre en compte la vaporisation. Nous présenterons en détail la modélisation des transferts thermiques.

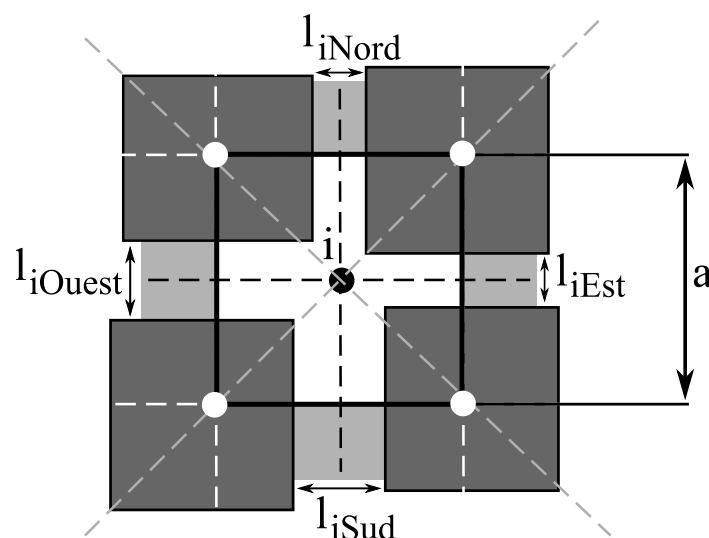
#### VI.1.1 Modèle géométrique

A la différence des transferts de masse, n'ayant lieu que dans les pores et les liens, les transferts de chaleur se produisent également dans la matrice solide. Pour cette raison, le réseau utilisé pour le calcul des transferts thermiques est deux fois plus fin que celui présenté au chapitre III, afin d'inclure des nœuds dans la matrice solide. La figure VI.1 présente le réseau utilisé, les points noirs étant des nœuds « fluides » modélisant les pores et les points blancs des nœuds « solides » modélisant la matrice solide. Les traits pointillés symbolisent les possibilités de transfert thermique entre les nœuds. Nous avons représenté en blanc les transferts thermiques entre deux nœuds « solides », car bien qu'il n'y ait aucun contact entre ces liens en 2D, des transferts thermiques par conduction restent possibles dans l'épaisseur  $e_m$  de la base du réseau (voir figure VI.6). Les transferts thermiques entre deux nœuds « fluides » sont symbolisés par un trait noir et les échanges entre les nœuds « fluides » et les nœuds « solides » sont symbolisés par un traits gris.



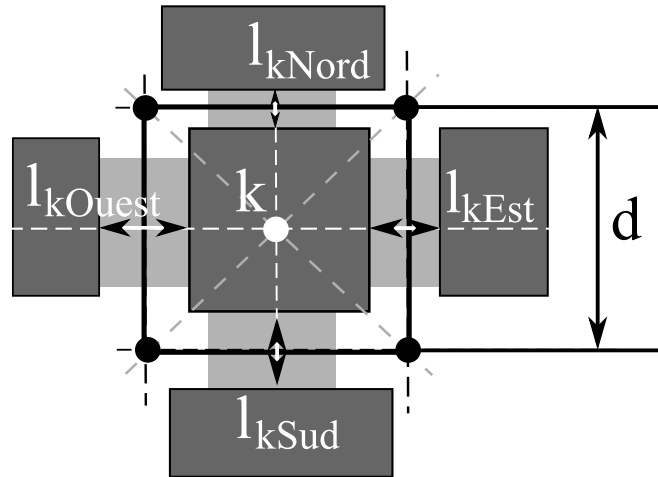
**Figure VI.1 : Exemple de réseau de pores utilisé. La partie solide est présentée en gris foncé, les liens en gris clair et les pores en blanc. Les points noirs représentent les nœuds thermiques « fluides » et les points blancs les nœuds thermiques « solides ». Les lignes en pointillées représentent les échanges thermiques possibles entre les nœuds, en noir entre deux nœuds « fluides », en blanc entre deux nœuds « solides » et en gris entre un nœud « fluide » et un nœud « solide ».**

Les liens n'étant pas représentés par un nœud dans notre modèle thermique, la définition de l'espace géométrique des pores est différente de celle utilisée précédemment afin d'intégrer le volume des liens dans le modèle thermique. La figure VI.2 présente l'espace géométrique occupé par un pore, celui-ci étant délimité par un carré de côté  $a$ , si bien que les liens n'occupent plus aucun espace dans le modèle thermique.



**Figure VI.2 : Définition de l'espace géométrique d'un nœud « fluide »  $i$  pour les calculs de transferts thermiques (espace compris dans le carré noir, de côté  $a$ ).**



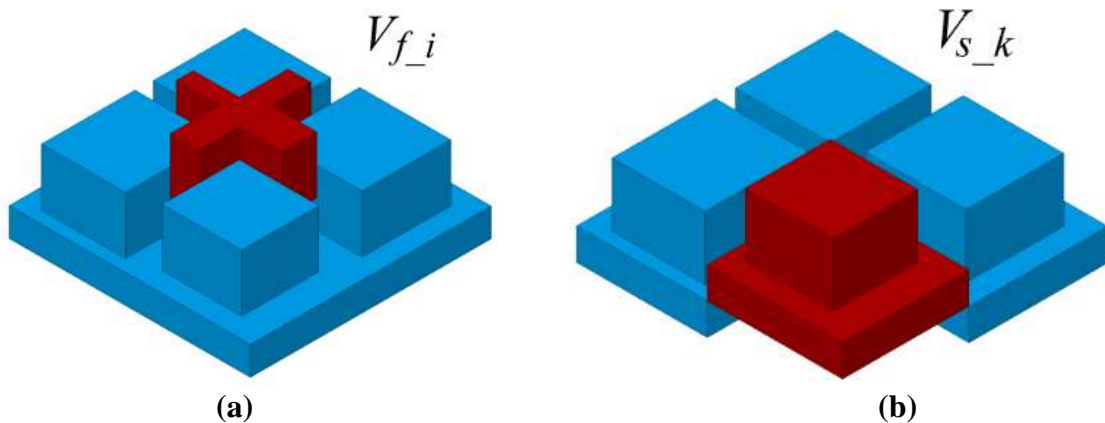


**Figure VI.3 : Définition de l'espace géométrique d'un nœud « solide »  $k$  (espace compris dans le carré noir, de côté  $d$ ).**

Les volumes des nœuds thermiques représentant les pores et des nœuds thermiques représentant la matrice solide sont définis par les équations (Eq. VI.1) et (Eq. VI.2) respectivement. La figure VI.4 présente une vue 3D de ces volumes.

$$V_{f\_i} = e \left[ a^2 - \frac{1}{4} (2a - l_{iNord} - l_{iSud}) (2a - l_{iEst} - l_{iOuest}) \right] \quad \text{Eq. VI.1}$$

$$V_{s\_k} = e \left[ \left( d - \frac{l_{kEst}}{2} - \frac{l_{kOuest}}{2} \right) \left( d - \frac{l_{kNord}}{2} - \frac{l_{kSud}}{2} \right) \right] + d^2 e_m \quad \text{Eq. VI.2}$$



**Figure VI.4 : Représentation 3D du volume occupé par un nœud « fluide » (a) et par un nœud « solide » (b).**

### VI.1.2 Hypothèses

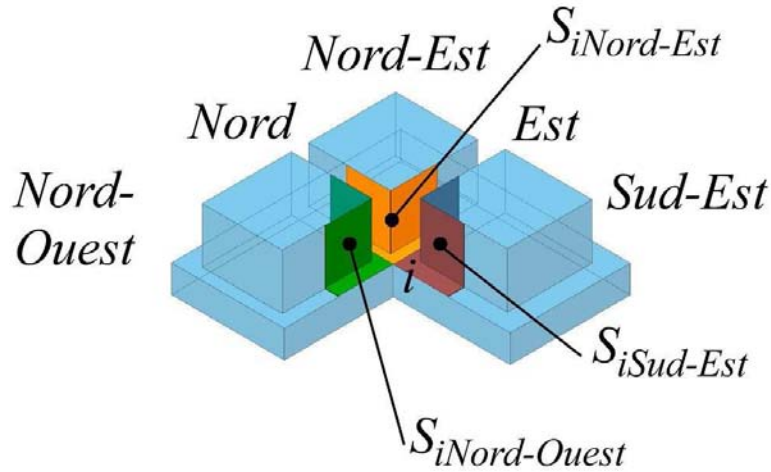
- Les mêmes hypothèses qu’au chapitre III sont réalisées concernant le transfert de masse.
- Transferts radiatifs négligés.

### VI.1.3 Transferts de chaleur

On écrit le bilan énergétique dans chaque noeud « fluides » (Eq. VI.3) et « solides » (Eq. VI.4).

$$\begin{aligned} \varphi_{ext} + \sum_j S_{ij} \left( \lambda_f \frac{\Delta T_{ij}^{t+\Delta t}}{d_{ij,f}} + \rho_l C p_l U_{ij} T_i^{t+\Delta t} \right) \\ + \sum_k \alpha_f S_{ik} \Delta T_{ik}^{t+\Delta t} + \rho_f C p_f V_{th\_i} \frac{(T_i^{t+\Delta t} - T_i^t)}{\Delta t} = 0 \end{aligned} \quad \text{Eq. VI.3}$$

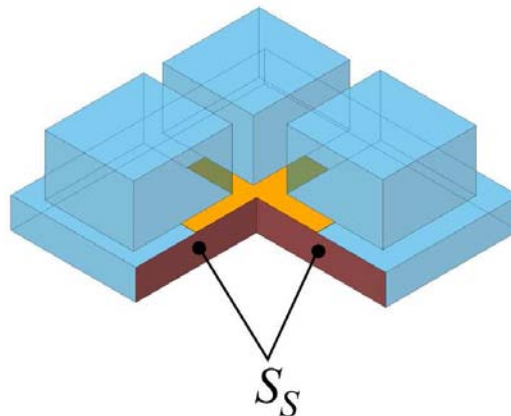
Dans l’équation (Eq. VI.3), l’indice  $j$  parcourt les quatre nœuds « fluides » connectés au nœud « fluide »  $i$ , et l’indice  $k$  parcourt les quatre nœuds « solides » connectés au nœud « fluide »  $i$ .  $\varphi_{ext}$  est un terme source nous permettant de modéliser des échanges thermiques vers l’extérieur (voir Eq. VI.7) (nous nous servirons de celui-ci uniquement lors de la validation du modèle). Le deuxième terme représente les échanges entre deux nœuds « fluides » (à la fois conductifs et liés au transport de masse dans le liquide et purement conductifs dans la vapeur). Le troisième terme est le terme d’échange entre les nœuds « fluides » et les nœuds « solides » et le dernier terme est le terme de stockage thermique.  $S_{ij}$  est la section de passage du fluide dans le lien situé entre les pores  $i$  et  $j$  (voir figure III.6),  $\lambda_f$  est la conductivité thermique du fluide ( $f=v$  dans la vapeur et  $f=l$  dans le liquide),  $d_{ij,f}$  est la longueur de fluide  $f$  contenue entre le pore  $i$  et le pore  $j$ ,  $\rho_f$  est la masse volumique de fluide  $f$ ,  $C p_f$  est la capacité calorifique du fluide  $f$ ,  $U_{ij}$  est la vitesse du liquide dans le lien situé entre les pores  $i$  et  $j$ ,  $\alpha_f$  est le coefficient d’échange entre les nœuds « fluide » et les nœuds « solide » dans le fluide  $f$  (le calcul de  $\alpha_f$  est détaillé plus loin (Eq. VI.5)),  $S_{ik}$  est la surface d’échange entre le nœud « fluide »  $i$  et le nœud « solide »  $k$  (voir figure VI.5),  $V_{th\_i}$  est le volume du nœud thermique « fluide »  $i$  (voir figure VI.4 et Eq. VI.1) et  $\Delta t$  est le pas de temps.



**Figure VI.5 : Surfaces d'échange entre un nœud « fluide » et un nœud « solide ».**

$$\varphi_{ext} + \sum_j \lambda_s \frac{\Delta T_{kj}^{t+\Delta t}}{a} S_s + \sum_i \alpha_f S_{ki} \Delta T_{ki}^{t+\Delta t} + \rho_s C p_s V_{s\_k} \frac{(T_k^{t+\Delta t} - T_k^t)}{\Delta t} = 0 \text{ Eq. VI.4}$$

Dans (Eq. VI.4), l'indice  $j$  parcourt les quatre nœuds « solides » connectés au nœud « solide »  $k$ , et l'indice  $i$  parcourt les quatre nœuds « fluides » connectés au nœud « solide »  $k$ . Le deuxième terme représente de la conduction dans la base solide (entre deux nœuds « solides »), on retrouve ensuite le terme d'échange entre les nœuds « fluides » et les nœuds « solides » dans le troisième terme et enfin, le dernier terme est le terme instationnaire.  $\lambda_s$  est la conductivité thermique de la matrice solide,  $a$  est la distance entre deux nœuds solides,  $S_s$  est la section de contact entre deux nœuds solides (voir figure VI.6)  $\rho_s$  est la masse volumique du matériau constitutif de la matrice solide,  $C p_s$  est sa capacité calorifique et  $V_{s\_k}$  est le volume du nœud « solide »  $k$  (voir figure VI.4 et Eq. VI.2).



**Figure VI.6 : Surface d'échange par la base entre deux « nœuds solides ».**

Le coefficient d'échange  $\alpha_f$  est calculé par :

$$\alpha_f = \frac{\lambda_f^*}{l} \quad \text{Eq. VI.5}$$

Dans (Eq. VI.5),  $\lambda_f^*$  est la conductivité thermique effective du milieu saturé par le fluide  $f$  ( $f=l$  ou  $f=v$ ) et  $l$  est la distance entre un nœud « solide » et un nœud « fluide ».

La conductivité thermique effective  $\lambda_f^*$  est calculée par la formule d'Alexander ([Alexander (1972)]) :

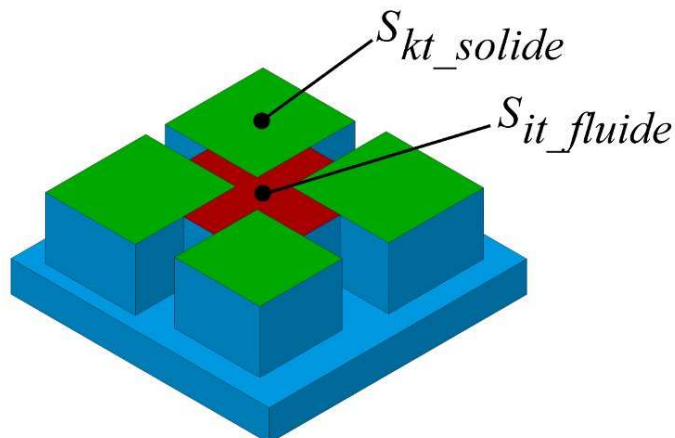
$$\lambda_f^* = \lambda_f \left( \frac{\lambda_s}{\lambda_f} \right)^{(1-\varepsilon)^{0.53}} \quad \text{Eq. VI.6}$$

Dans (Eq. VI.6),  $\varepsilon$  est la porosité.

Le terme d'échange vers l'extérieur est un terme d'échange convectif. On associe à la surface d'échange supérieure et inférieure du réseau un coefficient d'échange thermique correspondant à des fuites avec l'ambiance ( $\alpha_f = 3 \text{ W/m}^2.\text{K}$ ) associée à une température extérieure que l'on suppose constante (Eq. VI.7). Il faut noter que l'incertitude sur le coefficient  $\alpha_f$  est importante puisque ce seul coefficient ne permet pas de prendre en compte l'inertie thermique des matériaux isolants.

$$\varphi_{ext} = \alpha S_{it} (T_i^{t+\Delta t} - T_{ext}) + \alpha S_{ib} (T_i^{t+\Delta t} - T_{ext}) \quad \text{Eq. VI.7}$$

Dans (Eq. VI.7),  $S_{it}$  représente la surface d'échange supérieure du nœud  $i$  (« fluide » ou « solide ») (Voir figure VI.7),  $S_{ib}$  représente la surface d'échange inférieure des nœuds solides (il n'y a que les nœuds « solides » qui peuvent échanger avec l'extérieur par leur surface inférieure, celle-ci étant égale pour tous les nœuds :  $S_{ib} = d^2$ ) et  $T_{ext}$  est la température extérieure.



**Figure VI.7 : Surfaces supérieures d'échange avec l'extérieur.**

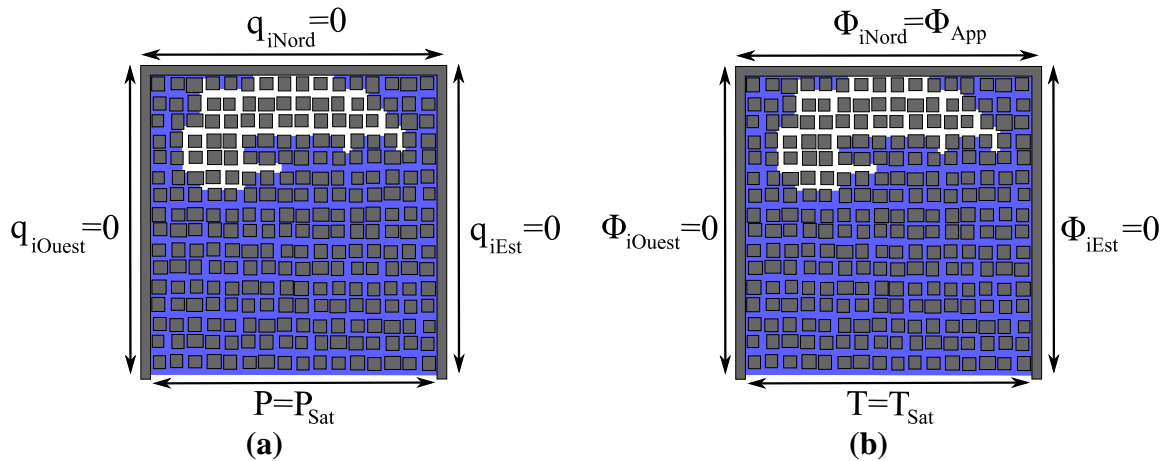
### VI.1.4 Conditions initiales

On suppose le réseau initialement parfaitement saturé en liquide, tous les nœuds du réseau thermique ayant une température uniforme égale à la température ambiante.

### VI.1.5 Conditions aux limites

La figure VI.8 présente les conditions aux limites appliquées à notre modèle. Les conditions aux limites au niveau de l'interface sont détaillées plus loin.

Comme on peut le voir sur la figure VI.8, on suppose l'existence de bordures métalliques au niveau des trois bords fermés du réseau. Ces bordures sont prises en compte dans le calcul thermique, les nœuds « fluides » étant alors remplacés par des nœuds « solides ». L'épaisseur de ces bordures est de  $l_{min}$  (elle a été volontairement exagérée sur la figure VI.8).



**Figure VI.8 : Conditions aux limites pour le calcul du transfert de masse (a) et du transfert de chaleur (b). Le liquide est représenté en bleu et le gaz en blanc.**

#### VI.1.5.1 *Face d'application de la puissance*

Une densité de flux  $\Phi_{app}$  est appliquée au niveau du bord supérieur du réseau, sur tous les nœuds de la bordure métallique.

Une condition de flux nul est imposée sur la rangée supérieure de nœuds « fluides » pour le calcul de l'écoulement.

#### VI.1.5.2 *Face de sortie*

Une pression et une température constantes, égales aux conditions de saturation du fluide sont imposées sur la première rangée de pores du réseau lorsque le modèle est utilisé pour simuler le comportement d'un évaporateur capillaire. Pour la comparaison avec les expériences, nous utilisons une condition de flux avec un coefficient d'échange thermique égal à  $3 \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}$  associé à une température constante égale à la température extérieure.

### VI.1.5.3 Faces latérales

Une condition de flux thermique nul est imposée sur tous les nœuds des bordures métalliques des faces latérales du réseau. On suppose ainsi celui-ci parfaitement isolé sur les côtés.

Une condition de flux de masse nul est également imposée sur tous les nœuds « fluides » des faces latérales, le réseau étant fermé sur les côtés.

### VI.1.5.4 Interface liquide/vapeur

La température de l'interface est supposée égale à la température de saturation correspondante à la pression dans la vapeur, calculée par la relation de Clausius-Clapeyron (Eq. VI.8). Cette dernière étant considérée uniforme, il est admis que la température de l'interface l'est également. Cette hypothèse, qui est vérifiée lorsque l'on est en présence d'un faible gradient thermique dans le réseau, devient de moins à moins vraie à mesure qu'un gradient thermique s'installe dans celui-ci. Cependant, l'objet de notre étude étant les mèches poreuses des évaporateurs capillaires, il est très peu probable que de forts gradients soient présents dans celles-ci, ce qui justifie notre choix.

$$P_{\text{vap}}(T_{\text{sat}}) = P_{\text{ref}} \exp\left(-\frac{L_v M}{R} \left[\frac{1}{T_{\text{sat}}} - \frac{1}{T_{\text{ref}}}\right]\right) \quad \text{Eq. VI.8}$$

De façon identique à ce qui a été présenté au chapitre III, deux conditions aux limites sont possible au niveau d'une interface, suivant que le ménisque peut bouger ou non. Par contre, les conditions autorisant le mouvement ainsi que les conditions aux limites sont légèrement modifiées afin de prendre en compte le changement de phase à l'interface.

L'équation (Eq. VI.9) exprime le débit massique de vaporisation au niveau d'une interface, calculé à partir du bilan énergétique sur l'interface liquide vapeur.

$$q_{\text{vap}_{ij}} = \frac{S_{ij}}{L_v} \left( \lambda_v \frac{\Delta T_{v,\text{sat}}}{d_{ij,v}} - \lambda_l \frac{\Delta T_{\text{sat},l}}{d_{ij,l}} \right) \quad \text{Eq. VI.9}$$

Dans (Eq. VI.9),  $L_v$  est la chaleur latente de vaporisation,  $S_{ij}$  est la surface de l'interface (i.e. section du lien entre le pore  $i$  et  $j$ , voir figure III.6),  $\lambda_v$  (resp.  $\lambda_l$ ) est la conductivité thermique de la vapeur (resp. du liquide).  $\Delta T_{v,\text{sat}} = T_{i(\text{vap})} - T_{\text{sat}}$  où  $T_{i(\text{vap})}$  est la température dans le pore rempli de vapeur adjacent à l'interface et  $\Delta T_{\text{sat},l} = T_{l(\text{liq})} - T_{\text{sat}}$  où  $T_{l(\text{liq})}$  est la température dans le pore rempli de liquide adjacent à l'interface.

Si l'on reprend les quatre possibilités de conditions aux limites à l'interface énumérées au chapitre III :

- **Cas D1 : Le ménisque se trouve à l'entrée d'un pore (voir figure III.9).**

Dans ce cas, l'équation (Eq. III.13) devient:

$$P_{pore} = P_{int\_D1} = P_{vap} - P_{cap\_seuil\_pore} + \Delta P_{vap} \quad \text{Eq. VI.10}$$

Dans (Eq. VI.10),  $\Delta P_{vap}$  correspond à la chute de pression visqueuse engendrée par le débit de vaporisation du côté liquide du lien dans lequel se trouve le ménisque. Celle-ci s'écrit sous la forme :

$$\Delta P_{vap} = \frac{q_{vap} \mu_{ij,l}}{\rho_l S_{ij} k_{ij}} \quad \text{Eq. VI.11}$$

Il est à noter que la quantité de liquide qui s'évapore est très faible devant la quantité de liquide déplacé du fait de la surpression dans la vapeur, ce qui rend cette valeur négligeable dans notre modèle.

- **Cas D2 : Le ménisque se trouve à l'entrée d'un lien pouvant être envahi (voir figure III.10)**

La condition nécessaire pour induire le mouvement du ménisque (Eq. III.14) devient :

$$P_{i(vap)} - P_{j(liq)} > P_{cap\_seuil\_ij} - \Delta P_{vap} \quad \text{Eq. VI.12}$$

De même, la condition à l'interface (Eq. III.15) devient :

$$P_{int\_D2} = P_{vap} - P_{cap\_seuil\_ij} + \Delta P_{vap} \quad \text{Eq. VI.13}$$

- **Cas D3 : Le ménisque se trouve à l'entrée d'un lien ne pouvant pas être envahi (voir figure III.11)**

La condition (Eq. III.16) devient ici :

$$P_{i(gaz)} - P_{j(liq)} < P_{cap\_seuil\_ij} - \Delta P_{vap} \quad \text{Eq. VI.14}$$

Ainsi, la condition de flux nul précédemment imposée est remplacée par un flux imposé, qui est le flux net de vaporisation (Eq. VI.15).

$$q_{ji} = q_{vap\_ij} \quad \text{Eq. VI.15}$$

#### VI.1.6 Algorithme de croissance de poche

L'algorithme général de croissance est identique à celui présenté sur la figure III.14, une étape de pressurisation étant toujours suivie d'une étape de remplissage. La pressurisation de la vapeur n'étant plus assurée par un taux de compression constant, mais par le changement de phase du liquide à l'interface, chacune des étapes va être sensiblement modifiée afin de prendre en compte ce paramètre.

- **Etape d'initialisation**: Deux options peuvent être choisies pour effectuer cette étape. La première, qui est certainement la plus réaliste, consiste à calculer l'évolution de la

température dans le réseau thermique jusqu'à ce que l'un des nœuds « fluides » atteigne la température de saturation, ou éventuellement la température de saturation augmentée d'une surchauffe de nucléation nécessaire à l'obtention de la phase vapeur. Un fois ce niveau de température atteint, le ou les nœuds « fluides » en question sont considérés rempli de vapeur et l'algorithme de croissance démarre à partir de cette condition initiale, le champ thermique initial dans le réseau étant connu. Nous tenons à faire remarquer ici que le désordre du réseau induit des fluctuations spatiales de température conduisant à atteindre la température de nucléation en premier dans un seul pore ou dans un nombre limité de pores le long de la face chauffée du réseau. La seconde option est utilisée pour la comparaison avec les expériences. Elle consiste à sélectionner le ou les pores dans lesquels la vapeur apparaît, formant ainsi la condition initiale de l'algorithme de croissance. Le champ de température étant par ailleurs calculé de la même manière que pour l'option 1 (on peut également le supposer uniforme et égal à la température de saturation en première approximation). Cette option 2 permet de choisir numériquement le même point de nucléation que dans les expériences.

- **Etape de pressurisation** : Idem Chap III.
- **Etape de remplissage** : Idem Chap III.

#### VI.1.6.1 *Détails de l'étape de pressurisation*

L'équation (Eq. III.19) autorisant un mouvement de ménisque est modifiée par ( Eq. VI.16) afin de prendre en compte le changement de phase à l'interface.

$$P_{vap} = \min(P_{j(liq)} + P_{cap\_seuil\_ij} - \Delta P_{vap}) \quad \text{Eq. VI.16}$$

Dans (Eq. VI.16), l'indice  $j$  parcourt tous les pores liquides adjacents à une interface, l'indice  $i$  représentant le pore gazeux qui lui est associé.

Le temps de pressurisation  $t_{pressurisation}$  est ensuite déduit par (Eq. VI.17) :

$$t_{pressurisation} = \frac{\Delta m_{pressu}}{q_{vap}} \quad \text{Eq. VI.17}$$

Dans (Eq. VI.17),  $\Delta m_{pressu}$  représente la masse de vapeur à apporter à la poche pour atteindre la pression de vapeur calculée précédemment. Celle-ci étant exprimée par (Eq. III.21) en utilisant la loi des gaz parfaits sous l'hypothèse d'un volume constant.

$$\Delta m_{pressu} = m_{vap} - m(P_{vap}) \quad \text{Eq. VI.18}$$

Dans (Eq. VI.18),  $m_{vap}$  est la masse de vapeur avant l'étape de pressurisation et  $m(P_{vap})$  est la masse de vapeur correspondant à la pression  $P_{vap}$  calculé grâce à (Eq. VI.16), le volume de la poche de vapeur restant par ailleurs constant pendant cette étape.



Dans (Eq. VI.17),  $Q_{vap}$  correspond au flux total de vaporisation à l'interface, calculé par (Eq. VI.19) :

$$Q_{vap} = \sum_k q_{vap\_ik} \quad \text{Eq. VI.19}$$

Dans (Eq. VI.19), l'indice  $k$  parcourt tous les pores adjacents à une interface.

#### VI.1.6.2 *Détails de l'étape de remplissage*

De façon similaire à ce qui a été présenté au Chap. III, on va calculer deux temps caractéristiques, un temps « visqueux » et un temps de « compression ». L'algorithme détaillé de cette étape est présenté sur la figure VI.9.

- **Temps « visqueux »**

Les équations (Eq. III.22 et Eq. III.23) sont utilisées telles quelles dans le modèle thermique.

- **Temps de « compression »**

La pressurisation étant pilotée par le changement de phase, l'équation (Eq. III.24) doit être modifiée. Comme pour le calcul du temps de pressurisation, celle-ci devient (Eq. VI.20) :

$$t_{pressurisation} = \frac{\Delta m_{comp}}{Q_{vap}} \quad \text{Eq. VI.20}$$

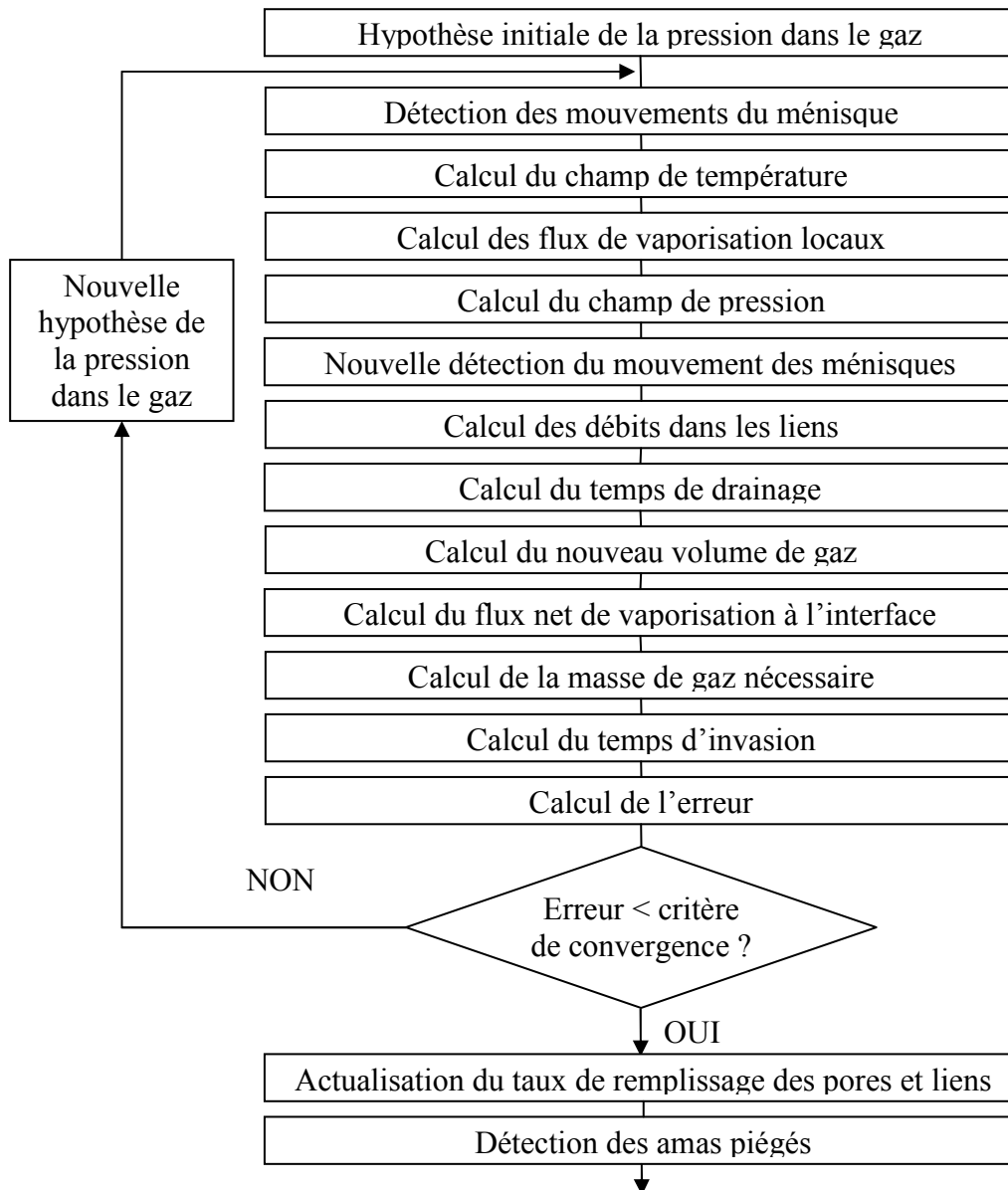
Dans (Eq. VI.20),  $\Delta m_{comp}$  correspond à la masse de vapeur à apporter à la poche afin de maintenir le niveau de pression  $P_{vap}$  calculé à l'étape précédente une fois que son volume a augmenté du fait de l'invasion d'un pore ou d'un lien.

$$\Delta m_{comp} = \frac{P_{vap} M}{RT_{sat}(P_{vap})} \left[ V_{vap} + \sum V_{liens} + \sum V_{pores} - V(P_{vap}) \right] \quad \text{Eq. VI.21}$$

Dans (Eq. VI.21),  $V_{vap}$  correspond au volume de gaz avant l'étape de remplissage,  $V(P_{vap})$  est le volume de gaz correspondant à la pression  $P_{vap}$  de l'itération en cours et  $\sum V_{liens}$  et  $\sum V_{pores}$  sont respectivement la somme des volumes des liens et des pores qui ont été complètement ou partiellement vidés pendant  $t_{visqueux}$ .

- **Itérations**

Le calcul itératif est réalisé comme au Chap. III, en utilisant la même convention et valeur pour le paramètre de convergence.



**Figure VI.9 : Algorithme de remplissage pour le modèle thermique**

### VI.1.7 Amas piégés

Comme dans le cas isotherme présenté au Chap. III, nous n'avons aucune possibilité pour calculer la pression au sein des amas de liquide piégés. Par contre, il nous est possible de calculer le champ de température dans ceux-ci et par conséquent le flux net de vaporisation sur leur interface (Eq. VI.9), qui va donc contribuer au flux total de vaporisation (Eq. VI.19).

Nous avons dit que ces amas ne pouvaient pas bouger du fait de la pression uniforme qui règne autour d'eux, cependant ils peuvent rétrécir à cause de leur vaporisation. Deux procédures peuvent être mises en œuvre pour gérer leur évolution. La solution qui apparaît évidente est d'utiliser un algorithme de percolation d'invasion ([Wilkinson and Willemsen (1983)]), ce qui est couramment utilisé dans les modèles d'évaporation lente pilotée par les transferts de masse ([Prat (2002)]). Dans ce cas, le lien présent sur l'interface ayant le plus petit seuil capillaire est le seul à pouvoir être envahi. Une autre solution, moins correcte d'un

point de vue physique car elle néglige complètement les effets liés à la capillarité, mais beaucoup plus simple à implémenter numériquement, est de supposer que tous les ménisques présents à l'interface d'un amas piégé peuvent bouger. Le flux net de vaporisation local (Eq. VI.9) imposant alors la vitesse de déplacement du ménisque dans chaque lien présent à l'interface.

Il est cependant intéressant de remarquer que le temps caractéristique de vaporisation d'une masse élémentaire de liquide correspondant au volume d'un lien ou d'un pore d'un amas piégé est très grand devant le temps caractéristique de la croissance de la poche de vapeur jusqu'à la percée, tout au moins lors qu'un faible gradient thermique est présent dans le réseau (ce qui constitue notre hypothèse de travail). Par conséquent, les amas piégés se réduisent très peu, les deux solutions présentées pour les gérer donnent donc un résultat similaire. Nous choisissons donc d'utiliser la deuxième solution par souci de simplification. Par contre, dans le cas où un fort gradient thermique est présent dans le réseau, comme nous allons le voir plus loin, les temps caractéristiques mentionnés ci-dessus deviennent comparables.

#### VI.1.8 Expansion thermique

Il convient de préciser que l'expansion thermique du gaz n'est pas prise en compte dans notre modèle, comme on a pu s'en apercevoir. Nous ne pensons en effet pas nécessaire d'inclure ce phénomène (qui constitue potentiellement un deuxième moteur pour la croissance de la poche de vapeur), son action étant très faible devant celle de la vaporisation. Un calcul simple suffit à s'en persuader. Si l'on considère la pression du gaz constante (ce qui est largement raisonnable au vue des fluctuations de pression observées), le taux d'expansion  $\Delta V$  d'une poche de vapeur de volume  $V_1$  uniquement lié à l'augmentation de sa température peut s'écrire grâce à la loi des gaz parfaits :

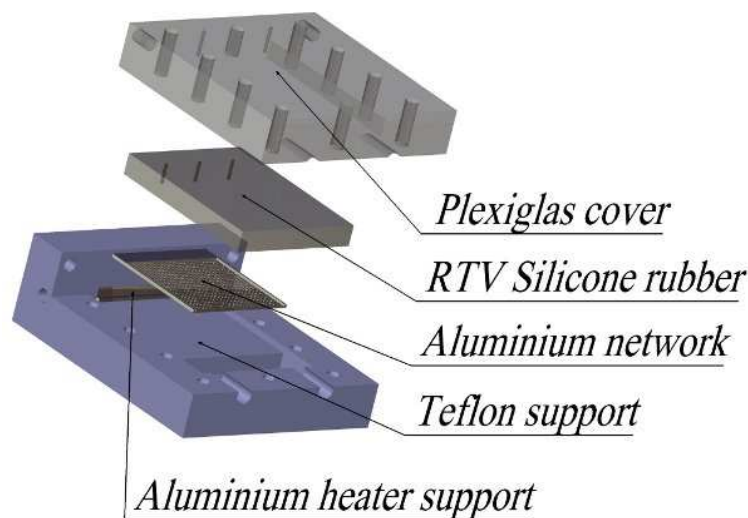
$$\Delta V = V_1 \left( \frac{T_2}{T_1} - 1 \right) \quad \text{Eq. VI.22}$$

Une application numérique montre qu'une augmentation de température de 100°C entre 20°C et 120°C (ce qui est beaucoup plus que ce que l'on retrouve dans un évaporateur capillaire) n'entraîne une augmentation du volume de celle-ci que de 30%. Autrement dit, si de la vapeur occupant l'espace d'un pore est amenée à croître par expansion thermique, celle-ci ne pourra même pas envahir un second pore. Ce phénomène est donc très marginal dans le cas de petites poches de vapeur. Un impact important peut éventuellement lui être attribué si l'on s'intéresse à la croissance d'une poche d'un grand volume. En effet, si l'on considère maintenant une poche de vapeur contenant initialement une centaine de pores, celle-ci est susceptible d'envahir, seulement par ce mécanisme, une trentaine de pores supplémentaires. Bien que l'on pense que cela est largement minoritaire dans le phénomène de croissance de poche auquel nous sommes confrontés, nous avons tout de même souhaité vérifier expérimentalement l'influence de l'expansion thermique sur la croissance d'une poche de gaz. Cette étude, qui se concentre sur une poche de gaz initiale de grand volume est présentée en annexe E et vérifie hypothèse.

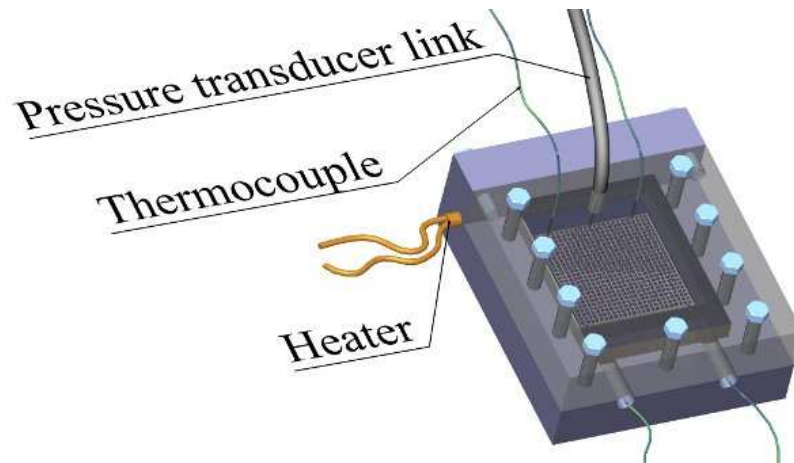
## VI.2 Dispositif expérimental

L'étude expérimentale présentée dans ce chapitre vise à valider le modèle thermique. Deux expériences distinctes ont été réalisées, une première avec un réseau de pore en aluminium, que nous présentons dans ce paragraphe et une seconde avec un micro modèle en silicium, qui sera présentée en toute fin de chapitre.

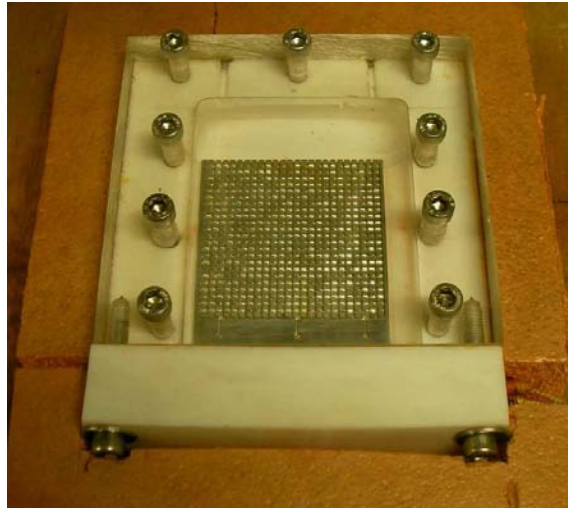
Les figures VI.10 et VI.11 montrent des représentations 3D du dispositif expérimental (une photographie du dispositif est également présentée sur la figure VI.12). Le réseau de pores en aluminium utilisé est inséré dans un socle en Teflon. Ce matériau a été choisi pour sa faible conductivité thermique ( $\lambda_{Teflon} \sim 0.25 \text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$ ) afin d'assurer l'isolation de la partie inférieure du réseau ainsi que pour sa tenue à notre gamme de température [293K – 393K]. La partie supérieure du réseau est fermée grâce à un joint en RTV (résine de silicone), qui a été choisi à la fois car c'est un matériau assez souple qui permet d'assurer une bonne étanchéité du réseau, et car ses propriétés thermiques sont proches de celles du Teflon, nous permettant d'isoler le réseau au niveau de sa partie supérieure. De plus, ce matériau est transparent, ce qui donne la possibilité de visualiser la répartition des phases dans le réseau au cours de l'expérience. Enfin, le tout est fermé grâce à une plaque en Plexiglas ( $\lambda_{Plexi} \sim 0.18 \text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$ ), par 9 vis uniformément espacées. Cette plaque en Plexiglas (qui est également transparente et ne perturbe donc pas la visualisation) permet de rigidifier notre système et d'imposer un contact homogène entre le joint en RTV et le réseau. De la mousse isolante est ensuite disposée tout autour et sous le dispositif pour contenir encore plus les fuites thermiques (voir figure VI.12).



**Figure VI.10 : Vue éclatée du dispositif expérimental**



**Figure VI.11 : Représentation 3D du dispositif expérimental.**



**Figure VI.12 : Photographie du dispositif expérimental sans le capteur de pression ni les thermocouples.**

### VI.2.1 Réseau de pores en Aluminium

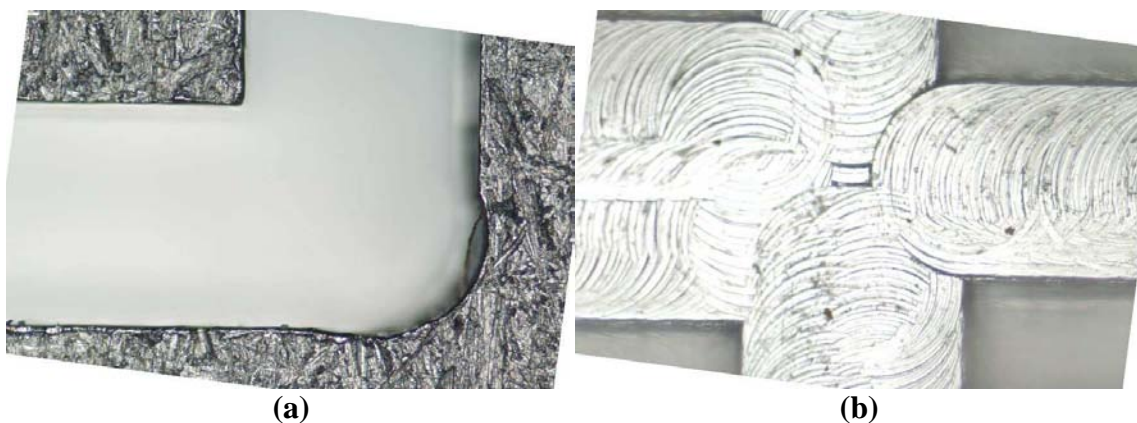
Afin d'étudier les transferts thermiques dans un réseau de pores, nous devons réaliser des expériences dans un réseau conducteur de la chaleur. Nous avons choisi l'aluminium à la fois car il présente une bonne conductivité thermique ( $\lambda_{alu} \sim 200 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ) mais également car c'est un métal relativement souple et donc facile à usiner avec nos moyens.

Matériau	Aluminium
$l_{min}$	400 $\mu m$
$l_{max}$	900 $\mu m$
Pas de discrétisation	10 $\mu m$
$d$	1 mm
$e$	2 mm
largeur	50 mm
longueur	50 mm
Nombre de pores sur la largeur	25
Nombre de pores sur la longueur	25
Porosité	0.52

**Tableau VI.1 : Caractéristiques du réseau de pores en Aluminium**

Le processus de fabrication de ce réseau est identique à celui présenté au Chap. IV. Les mêmes limitations d'usinage ont donc dû être respectées, certaines étant même plus sévères, l'aluminium étant plus difficile à usiner que le Plexiglas. Le tableau VI.1 présente les caractéristiques de ce réseau. Compte tenu de la difficulté d'usiner de si petites dimensions dans de l'aluminium, nous nous sommes limités à un réseau carré de 5cm de coté. Le réseau est usiné dans une plaque d'aluminium de 1.5mm d'épaisseur si bien que la base du réseau à une épaisseur de 0.5mm ( $e_m=0.5mm$ ).

Comme le montre la figure VI.13, les rugosités de surface résultant de l'usinage sont importantes. Les rayures générées par l'usinage peuvent avoir un impact important sur le phénomène de vaporisation (en particulier lorsque le flux de vaporisation est faible), de par la présence possible de films liquides dans les rayures ([Prat (2007)], [Chauvet et al. (2009)]). Comme on le montre en annexe D, le gaz piégé dans les rugosités influence également la température de nucléation.



**Figure VI.13 : Visualisations de la qualité de l'usinage (a) arêtes en surface et (b) rugosité de fond.**

VI.2.2 Fluides

Toutes les expériences ont été réalisées avec de l'éthanol comme fluide de travail. Le tableau VI.2 présente les propriétés thermodynamiques utiles à notre étude de l'éthanol (ces valeurs sont celles utilisées dans nos simulations).

		En phase liquide	En phase vapeur	Unité
Conductivité thermique	$\lambda_f$	0.153	0.02	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Masse volumique	$\rho_f$	790	1.6	$\text{kg.m}^3$
Viscosité dynamique	$\mu_f$	$4.51 \cdot 10^{-4}$	$1.11 \cdot 10^{-5}$	Pa.s
Capacité calorifique	$Cp_f$	3000	1590	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Chaleur latente	$L_v$	840000		$\text{J.kg}^{-1}$
Tension superficielle	$\sigma$	0.0177		$\text{N.m}^{-1}$

**Tableau VI.2 : Propriétés thermodynamiques de l'éthanol à  $T_{sat} = 351 \text{ K}$  et  $P_{sat} = 101\,300 \text{ Pa}$ . ([Lide (2004)], [Kutz (2005)])**

VI.2.3 Matériel

Nous utilisons le même matériel que celui présenté dans le Chap. V pour la visualisation et la mesure de la pression. Concernant la visualisation, les réflexions ayant lieu sur l'aluminium nous imposent l'utilisation d'un flash afin d'avoir une très grande stabilité des images pour leur traitement. Ce nouveau dispositif nous force à réduire considérablement la fréquence de la prise de vue à  $0.05 \text{ Hz}$ . Nous verrons dans le prochain chapitre que cette fréquence de prise de vue (qui est la plus élevée autorisée par notre dispositif) limite notre exploitation. Nous présentons également en annexe C le détail du traitement d'image réalisé.

La puissance thermique est appliquée par une cartouche chauffante *Watlow Firerod*. Celle-ci est disposée dans un bloc en aluminium comportant une ailette en contact avec la face supérieure du réseau (voir figure VI.10) de façon à appliquer la puissance directement sur le réseau. Toutes les expériences ont été réalisées pour une densité de flux de  $1 \text{ W.cm}^{-2}$ .

Quatre thermocouples de type K (de 400 microns de diamètre) sont répartis sur la première et dernière rangée de pores du réseau. Comme le montre la figure VI.11, ces thermocouples sont insérés directement dans des pores, de façon à mesurer directement la température de fluide. Cela dit, il est très difficile en pratique de positionner correctement les thermocouples dans des géométries si petites ce qui laisse une grande marge d'erreur dans leur position précise (en contact avec la plaque en aluminium, uniquement dans le fluide ou en contact avec le RTV).

VI.2.4 Procédure expérimentale

La procédure expérimentale est la suivante. La saturation du réseau en éthanol est réalisée à l'aide d'une pompe à vide, dans le but d'extraire le maximum de gaz incondensable piégé dans les rugosités. Ensuite, le réseau est placé horizontalement et le transmetteur de pression ainsi que les thermocouples sont connectés. La puissance est appliquée à la cartouche

chauffante et la procédure d'acquisition des données est lancée (prise de vue, transmetteur de pression et thermocouples).

Nous avons réalisé des expériences pour deux valeurs de température extérieure,  $T_{ext}=23^{\circ}C$  et  $T_{ext}=70^{\circ}C$ . La première valeur correspond à la température ambiante de la salle expérimentale, la seconde a été atteinte en plaçant le système longtemps avant le début des essais dans une enceinte isolée et chauffée grâce à une circulation d'eau chaude dans un tuyau circulant autour du dispositif.

Les expériences réalisées avec une température extérieure de  $23^{\circ}C$  ont révélé une différence de température maximale entre la face chauffée et la face de sortie du réseau de 30K, alors que cette différence s'est réduite à 5 K dans le cas des expériences réalisées avec une température extérieure de  $70^{\circ}C$  (voir tableau VI.3). Nous verrons plus loin que les simulations ont confirmé l'attribution de cette observation aux pertes thermiques. En effet, plus la différence entre la température de saturation de l'éthanol et la température extérieure est importante, plus les pertes thermiques sont importantes (en particuliers les pertes ayant lieu au niveau de la face supérieure du réseau). Dans ce qui suit, l'expérience montrant la plus grande différence de température (resp. la plus petite différence de température), correspondant donc à  $T_{ext} = 23^{\circ}C$  (resp.  $T_{ext} = 70^{\circ}C$ ), est appelée expérience à fort gradient thermique (resp. expérience à faible gradient thermique).

## VI.3 Résultats expérimentaux

### VI.3.1 Cinématique de la croissance

Le tableau VI.3 présente les résultats principaux des deux expériences réalisées, concernant le temps de croissance de la poche de vapeur et le gradient thermique présent dans le réseau lors de ces deux expériences.

	Temps écoulé entre l'apparition de la vapeur et la percée de la poche (sec)	Différence de température entre le côté chauffé et le côté de sortie du réseau (K)
$T_{ext}=23^{\circ}C$	~ 500	~ 30
$T_{ext}=70^{\circ}C$	~ 100	~ 5

**Tableau VI.3 : Temps de croissance de la poche de vapeur et différence de température à travers le réseau pour les deux expériences réalisées.**

Comme le montre le tableau VI.3, la croissance de la poche de vapeur est significativement plus lente dans l'expérience à fort gradient thermique que dans l'expérience à faible gradient thermique. Les temps présentés dans ce tableau étant les temps écoulés entre l'apparition de la vapeur et la percée de la poche. Ceci peut être expliqué par le bilan énergétique appliqué au réseau (Eq. VI.23).

$$\Phi = \Phi_p + \Phi_{ext} + \Phi_v + \Phi_l + \Phi_{vap} \quad \text{Eq. VI.23}$$



Dans (Eq. VI.23),  $\Phi$  est le flux thermique appliqué,  $\Phi_p$  est le flux parasite (flux perdu par conduction dans la base du réseau),  $\Phi_{ext}$  est le flux perdu par convection ou conduction à travers les surfaces supérieures et inférieures du réseau (on retrouve également l'inertie thermique des matériaux isolants dans ce terme),  $\Phi_v$  est le flux thermique utilisé pour chauffer la vapeur,  $\Phi_l$  est le flux thermique utilisé pour chauffer le liquide et  $\Phi_{vap}$  est le flux thermique utilisé pour vaporiser le liquide. La différence essentielle entre l'expérience à fort gradient thermique et celle à faible gradient thermique réside dans la valeur de  $\Phi_{ext}$ , qui est beaucoup plus important dans le cas du fort gradient thermique à cause de l'échange thermique réalisé avec la température ambiante. Ceci est confirmé par les résultats numériques présentés dans le chapitre suivant. En conséquence, si la même densité de flux  $\Phi$  est appliqué dans chacune des expériences,  $\Phi_{vap}$  va être plus faible dans l'expérience à fort gradient thermique, générant un plus faible débit de vaporisation ( $\dot{m} = \frac{\Phi_{vap}}{L_v}$ , où  $\dot{m}$  est le débit de vaporisation). Ceci conduit inévitablement à réduire considérablement la vitesse de croissance de la poche et donc à augmenter le temps total avant d'atteindre la percée.

### VI.3.2 Distribution des phases

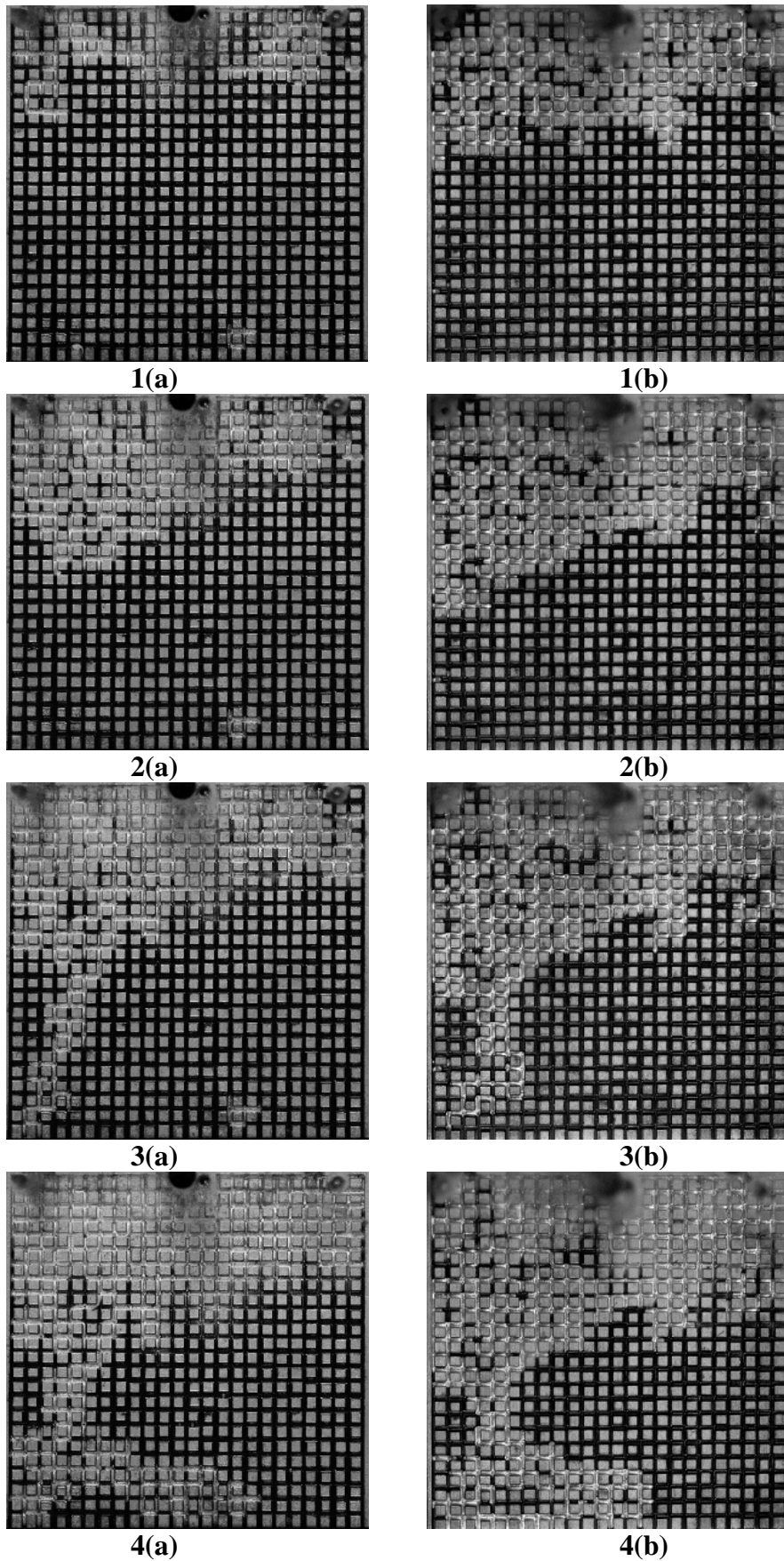
La figure VI.14 présente la distribution des phases dans le réseau à différents moments de la croissance pour les deux expériences décrites précédemment. Sur ces figures comme dans toutes celles qui seront présentées dans ce chapitre, la puissance thermique est appliquée en haut du réseau et la face de sortie (côté du réseau ouvert) est en bas. On remarque que les « patterns » obtenus au moment de la percée sont très similaires, en particulier sur les deux tiers du bas du réseau. Il est intéressant de remarquer que le premier tiers du réseau en contact avec la zone chauffée présente des différences. Cela est clairement visible sur la figure VI.15 qui présente des images détaillées de la distribution des phases au moment de la percée (lorsque la vapeur atteint la face de sortie). On remarque une zone de vapeur complètement sèche pour l'expérience à fort gradient thermique, alors que plusieurs amas liquides sont visibles dans cette même zone pour l'expérience à faible gradient thermique.

Il est particulièrement intéressant de remarquer que ces amas liquides disparaissent de la zone vapeur avant que la vapeur atteigne la face de sortie du réseau pour l'expérience à fort gradient. On sait par ailleurs que la masse de liquide requise pour produire le volume de vapeur occupée par celle-ci dans le réseau au moment de la percée est très faible (seulement l'équivalent du volume d'un pore). La disparition de ces amas liquides ne peut par conséquent pas être attribué au seul phénomène de production de vapeur par vaporisation, sinon la percée aurait lieu beaucoup plus rapidement.

Deux mécanismes peuvent expliquer a priori la présence de cette zone sèche dans l'expérience à fort gradient. Une première explication pourrait être apportée par le transport massique dans les films liquides parcourant les parois du réseau ainsi que les angles des liens et des pores entre un amas de liquide déconnecté et l'amas principal. Une deuxième explication est apportée par un phénomène suspecté d'évapo-condensation, dû au fort gradient thermique dans le système.

L'effet des films liquides a été étudié dans le domaine (relativement similaire) de l'évaporation pilotée par les transferts massiques ([Prat (2007)], [Chauvet et al. (2009)]). Ces études nous permettent de dire que la pression du liquide dans un amas déconnecté a toutes les chances d'être plus faible que dans le cluster principal dans lequel les liens de grandes

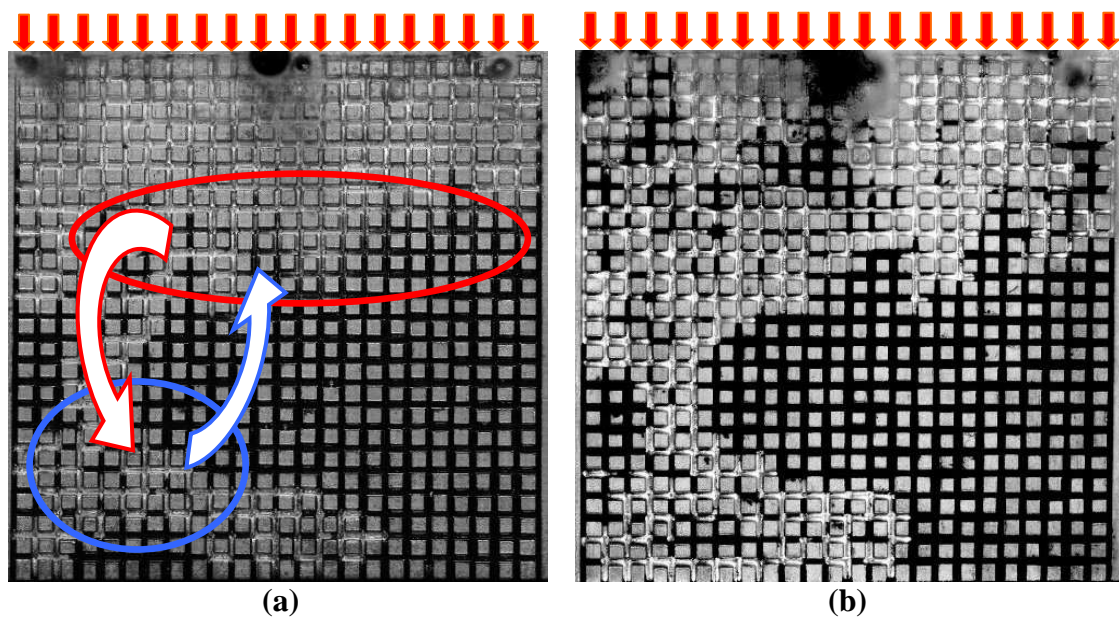
tailles sont envahis en premier. Par conséquent, les liens restant à envahir dans les amas liquides déconnectés sont en moyenne de plus petite taille que ceux de l'amas principal. Finalement, d'après la loi de Laplace (Eq. III.10), la pression doit être plus faible dans un amas déconnecté. Comme le transport de masse dans les films liquides entre les amas est directement proportionnel à la différence de pression entre deux amas, on peut conclure que l'effet des films liquides ne peut pas être impliqué dans la disparition des amas déconnectés (et ce même si l'on considère une variation de la tension de surface avec la température, cette variation étant de toute façon très faible, comme on le montre en annexe). De plus, si ce mécanisme devait avoir lieu, alors nous devrions l'observer également dans l'expérience à faible gradient de température. Nous pensons donc que cet effet est dû au phénomène d'évapo-condensation.



**Figure VI.14 : Distribution des phases à différents moments de l'invasion (la vapeur est représentée en gris et le liquide en noir, les carrés gris correspondant à la matrice solide) (a) expérience à fort gradient thermique et (b) expérience à faible gradient thermique.**

La figure VI.15 permet d'expliquer ce phénomène. De la vapeur se crée dans la zone chaude du réseau, résultant de la vaporisation des amas liquides et dans le même temps, de la vapeur se condense dans la partie froide du réseau. Comme suggéré théoriquement par [Buz and Goncharov (2010)] par exemple, ce résultat indique un « effet caloduc » au sein de la structure capillaire pendant la phase de croissance de la poche de vapeur. Cela suggère également la présence de gradients de pression au sein de la poche de vapeur, un transfert de masse ayant lieu entre la région chaude et la région froide du réseau.

L'influence de cet « effet caloduc » augmente bien évidemment avec le gradient de température. C'est pourquoi il est beaucoup plus remarquable dans l'expérience à fort gradient thermique. En comparaison, la disparition des amas piégés dans l'expérience à faible gradient thermique est très faible, ce qui apporte une justification supplémentaire en faveur du scénario suggéré d'évapo-condensation.

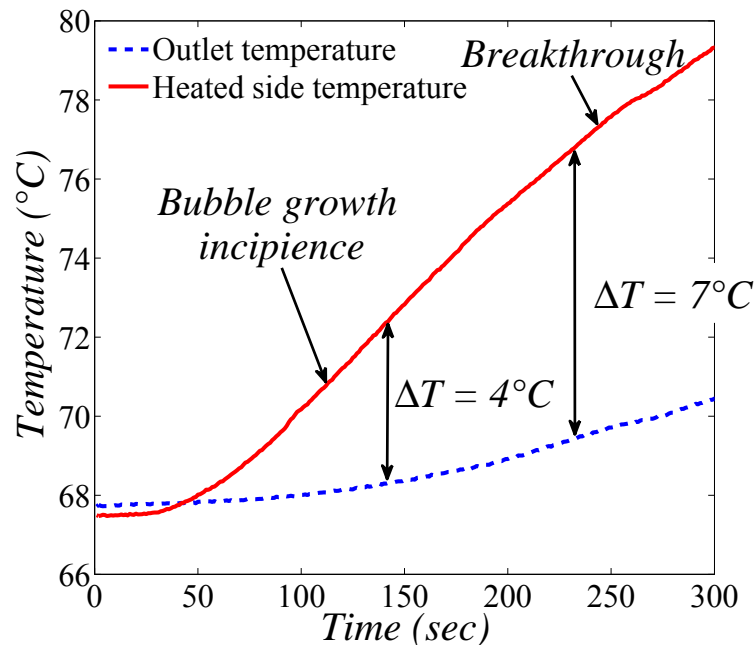


**Figure VI.15 : Vues détaillées de la répartition des phases (la vapeur est en gris et le liquide en noir) au moment de la percée pour l'expérience à fort gradient thermique (a) et pour l'expérience à faible gradient thermique (b). A la différence de l'expérience à faible gradient thermique, on peut remarquer l'absence totale d'amas liquides dans la partie supérieure de la zone de vapeur dans l'expérience à fort gradient thermique. Les flèches sur la figure (a) illustrent le phénomène d'évapo-condensation qui est discuté dans le texte. La flèche rouge représente le flux de masse de vapeur alors que la flèche bleue représente le transport de liquide entre la zone de condensation (ellipse bleue) et la zone de vaporisation (ellipse rouge).**

### VI.3.3 Evolution de la température

La figure VI.16 présente l'évolution des températures dans le réseau pour l'expérience à faible gradient thermique. Si l'on regarde l'évolution de la température sur le côté chauffé du réseau, on peut voir que la vapeur apparaît dans le réseau (« Bubble growth incipience » sur la figure VI.16) pour une température de 71°C, bien inférieure donc à la température de saturation de l'éthanol à pression atmosphérique, celle-ci étant de 78°C. Ce point est discuté en annexe D, où l'on montre que cela peut être imputé à la présence d'une petite quantité de

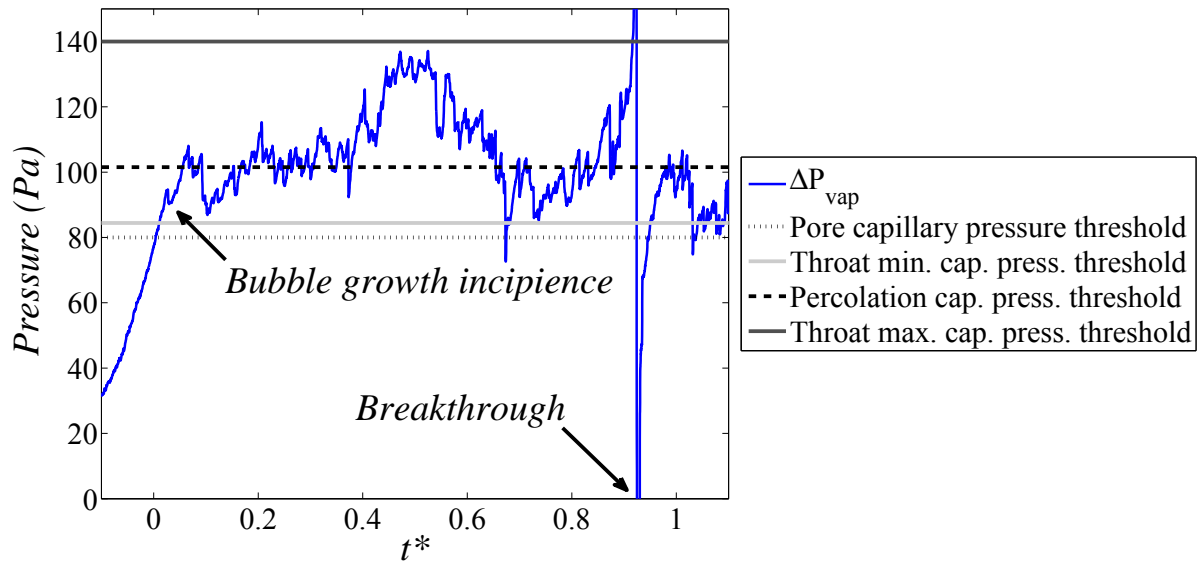
gaz incondensable, piégé dans les rugosités de surface créées lors de l'usinage (voir figure VI.13). Il faut également prendre en compte la constante de temps des thermocouples dans l'interprétation de ce résultat. Une évaluation rapide de celle-ci pour des thermocouples de 400 microns de diamètre donne 100 sec, ce qui correspond à une erreur de 3 K dans la vapeur. Cette erreur n'est pas négligeable est explique en partie la différence de température observée.



**Figure VI.16 : Evolution des températures sur le côté chauffé et le côté de sortie du réseau.**

#### VI.3.4 Evolution de la pression

L'évolution de la pression dans la poche de vapeur est présentée sur la figure VI.17 (pour l'expérience à fort gradient thermique, la courbe correspondant à l'expérience à faible gradient thermique n'étant malheureusement pas disponible, l'évolution de la pression étant cependant très similaire). Le seuil de percolation (« Percolation capillary pressure threshold ») correspond à un lien de largeur  $l = 0.650 \text{ mm}$ . D'après (Eq. III.11), cela donne pour l'éthanol  $P_c = 101 \text{ Pa}$ , la gamme de seuil de pression capillaire étant  $[84 \text{ Pa} (l = 0.9\text{mm}) - 140 \text{ Pa} (l=0.4\text{mm})]$ . Comme le montre la figure VI.17, la pression dans la poche de vapeur fluctue dans cette gamme, ce qui suggère que nous n'avons pas de surpression significative lors de la croissance de cette poche.



**Figure VI.17 : Evolution de la pression dans la poche de vapeur**

La masse volumique de la vapeur d'éthanol à pression atmosphérique et près de la température de saturation est d'environ  $1.6 \text{ kg.m}^{-3}$  alors que celle de l'éthanol liquide est de  $790 \text{ kg.m}^{-3}$ . Par conséquent, pour remplir un volume de vapeur donné  $V$ , il suffit de vaporiser un volume liquide de seulement  $V_l = V \frac{1.6}{790}$ , soit à peu près 400 fois plus petit. Ce calcul simple montre que le volume de liquide nécessaire pour produire le volume total de la poche de vapeur dans le réseau au moment de la percée est équivalent au volume de quelques pores seulement. Cela signifie que le volume de liquide déplacé et donc sortant du réseau est environ 400 fois plus important que le volume vaporisé pendant la phase de croissance de la poche. En conclusion, on peut dire que ce mécanisme de croissance est caractérisé par un écoulement de liquide important.

### VI.3.5 Evolution du régime d'écoulement

Le débit volumique de liquide sortant du réseau  $q_l$  peut être estimé par traitement d'image à partir de la distribution des phases dans le réseau (plus de détails concernant le traitement d'image sont donnés en annexe) par (Eq. VI.24) :

$$q_l \frac{t_1+t_2}{2} = V_p \frac{[S(t_2) - S(t_1)]}{t_2 - t_1} \quad \text{Eq. VI.24}$$

Dans (Eq. VI.24),  $S(t_1)$  (resp.  $S(t_2)$ ) est la saturation en vapeur dans le réseau au temps  $t_1$  (resp  $t_2$ ), la saturation en vapeur représentant la fraction du volume des pores occupée par de la vapeur.  $V_p$  est le volume d'un pore.

A partir de (Eq. VI.24), on peut en déduire la vitesse moyenne de sortie  $U$  (Eq. VI.25) :

$$U = \frac{q_l}{We} \quad \text{Eq. VI.25}$$

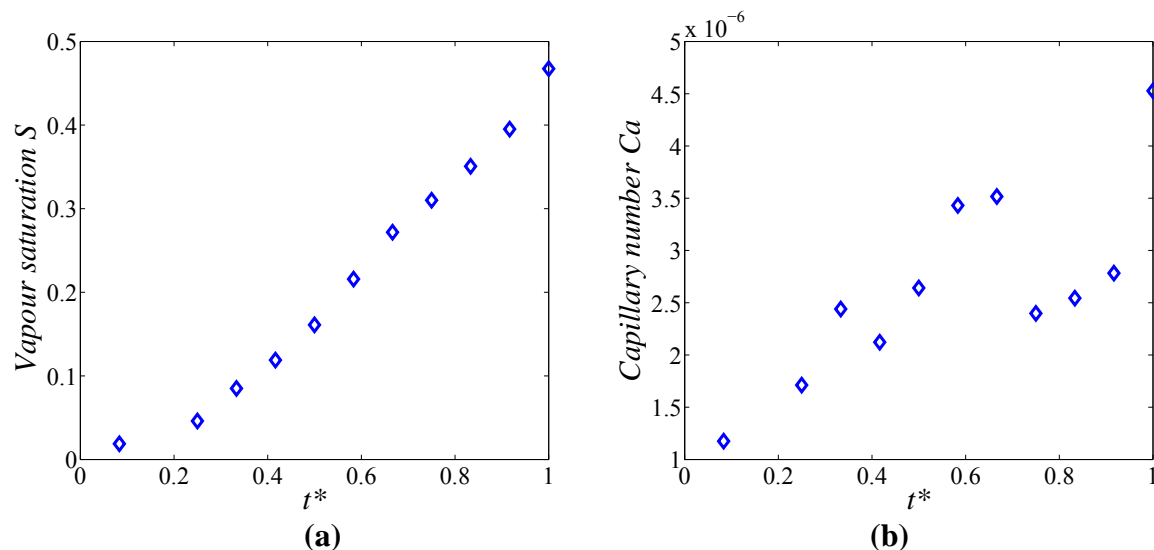
Dans (Eq. VI.25),  $W$  est la largeur totale du côté de sortie du réseau ouverte vers l'extérieur.

Enfin, nous pouvons calculer un nombre capillaire caractérisant notre écoulement :

$$Ca = \frac{\mu_v U}{\sigma} \quad \text{Eq. VI.26}$$

La figure (VI.18) présente l'évolution de la saturation en vapeur et du nombre capillaire pendant la croissance de la poche pour l'expérience à fort gradient thermique. Ces valeurs sont portées en fonction du temps adimensionné par le temps mis par la poche pour atteindre la percée ( $t^*$ ). L'expérience à faible gradient thermique est beaucoup plus rapide que celle à fort gradient thermique (voir tableau VI.3), si bien que la fréquence de prise d'image est trop faible pour pouvoir exploiter proprement des courbes équivalentes pour le cas du faible gradient thermique. Néanmoins, la tendance que nous avons observé est la même (augmentation du débit dans le temps), ce qui sera confirmé par les simulations numériques.

Ce résultat concernant l'écoulement liquide est un élément important de notre étude, les conditions de croissance de la poche de vapeur étant alors complètement différentes de ce qui a été fait dans une étude similaire concernant les régimes stationnaires ([Figus et al. (1999)]). En effet, l'écoulement du liquide est ici clairement dirigé vers la sortie du réseau (vers le côté opposé au côté sur lequel est appliqué la puissance thermique), à l'inverse des solutions stationnaires, où l'écoulement du liquide est dirigé vers le front de vaporisation et donc vers le côté chauffé.

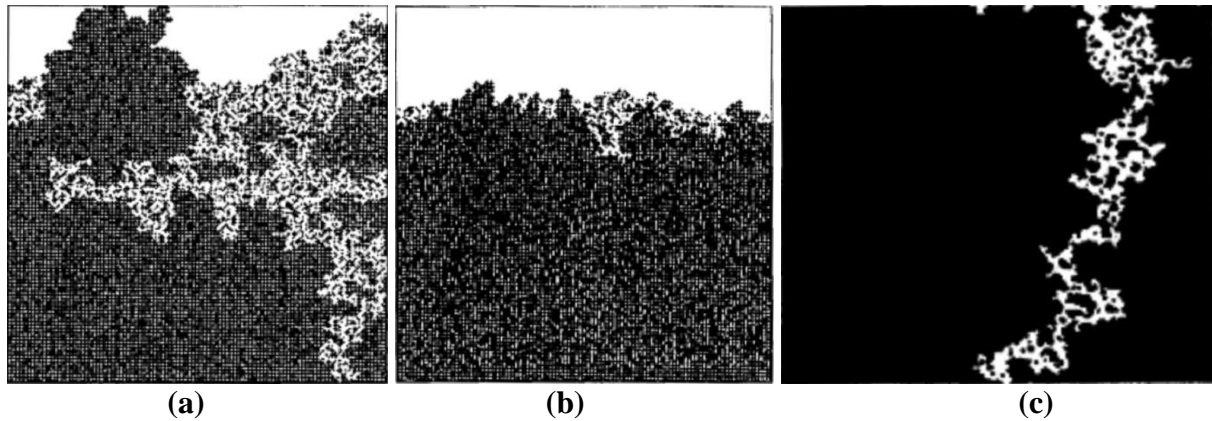


**Figure VI.18 : Evolution de la saturation (a) et du nombre capillaire (b) pendant la croissance de la poche (expérience à « fort gradient thermique »).**

Nous pouvons classiquement distinguer trois types de figures d'invasion en fonction du nombre capillaire de l'écoulement (voir [Prat and Bouleux (1999)] et références associées).



Lorsque les effets capillaires sont dominants (faible  $Ca$ ), la figure d'invasion attendue est de type IP (« Invasion Percolation »), alors que pour de plus grands nombres capillaires, une figure d'invasion de type IPSG (« Invasion Percolation in a Stabilizing Gradient ») est attendue lorsque la direction principale de l'écoulement de liquide est dirigée en sens opposé à la direction de croissance de l'interface et enfin, une figure d'invasion de type IPDG (« Invasion Percolation in a Destabilizing Gradient ») est attendue lorsque la direction principale de l'écoulement liquide est identique à la direction de croissance de l'interface, ce qui est la situation du problème étudié ici. Ces différentes figures d'invasion sont représentés sur la figure VI.19.



**Figure VI.19 : Principales figures d'invasion (la phase gazeuse est représentée en blanc et la phase liquide en noir ou gris foncé) a) IP « pattern », b) IPSG « pattern », c) IPDG « pattern ».**

Comme le montre la figure (VI.18), le nombre capillaire est dans notre cas compris dans la gamme  $[10^{-6}, 10^{-5}]$ . D'après [Lenormand et al. (1988)] (voir figure I.10), nous nous situons dans une zone de transition entre une invasion purement capillaire (et donc une figure d'invasion de type IP) et un mode d'invasion présentant des digitations visqueuses (ce qui produirait dans notre cas une figure d'invasion de type IPDG). Ce point sera discuté en détail dans le prochain paragraphe lorsque nous présenterons les résultats numériques.

#### VI.4 Confrontation des résultats numériques et expérimentaux

Des simulations numériques ont été réalisées avec différentes températures extérieures représentant les deux expériences réalisées. Une simulation a été faite pour  $T_{ext} = 310K$  et une autre pour  $T_{ext} = 350K$  en prenant en compte le terme de pertes thermiques.



	Temps écoulé avant l'apparition de la vapeur (sec)
Exp ( $T_{ext}=23^{\circ}C$ )	~ 550
Exp ( $T_{ext}=70^{\circ}C$ )	~ 200
Sim. ( $T_{ext} = 310$ K)	1035 (532 avant $T_{nuc\_exp}$ )
Sim. ( $T_{ext} = 350$ K)	409 (268 avant $T_{nuc\_exp}$ )

**Tableau VI.4 : Comparaison du temps mis avant l'apparition de la vapeur**

Le tableau VI.4 présente le temps mis entre l'application de la puissance et la nucléation. On remarque que le temps trouvé dans nos simulations est sans surprise plus grand que celui trouvé expérimentalement, la vapeur apparaissant à une température inférieure à la température de saturation dans nos expériences. On remarque par ailleurs que si l'on regarde le temps mis pour atteindre la température à laquelle apparaît la vapeur dans nos expériences ( $T_{nuc\_exp}$ ), celui-ci est plus proche de celui trouvé numériquement.

Le tableau VI.5 présente une comparaison du temps mis par la poche de vapeur à atteindre la percée. Le temps trouvé numériquement est bien du même ordre de grandeur que celui trouvé dans nos expériences mais plus court. En bon accord avec la discussion concernant le bilan énergétique du réseau (Eq. VI.23), ce temps augmente lorsque les pertes thermiques vers l'extérieur augmentent. Enfin, comme nous l'avons précisé lors de la présentation du modèle, celui-ci atteint ses limites lorsque l'on souhaite simuler une situation à fort gradient thermique. Ceci est clairement visible sur le tableau VI.5, le modèle n'étant pas capable de reproduire une situation à fort gradient thermique.

Cependant, les résultats obtenus dans un réseau saturé (présenté dans le tableau VI.4), permettent de valider le modèle thermique de réseau de pores développé. En effet, lorsque les hypothèses liées aux conditions diphasiques dans le réseau ne sont plus à prendre en compte, la dynamique de chauffage est bien respectée.

	Temps écoulé entre l'apparition de la vapeur et la percée de la poche (sec)	Différence de température entre le coté chauffé et le coté de sortie du réseau (K)
Exp ( $T_{ext}=23^{\circ}C$ )	~ 500	~ 30
Exp ( $T_{ext}=70^{\circ}C$ )	~ 100	~ 5
Sim ( $T_{ext}=310K$ )	86	3.1
Sim ( $T_{ext}=350K$ )	40	3.1

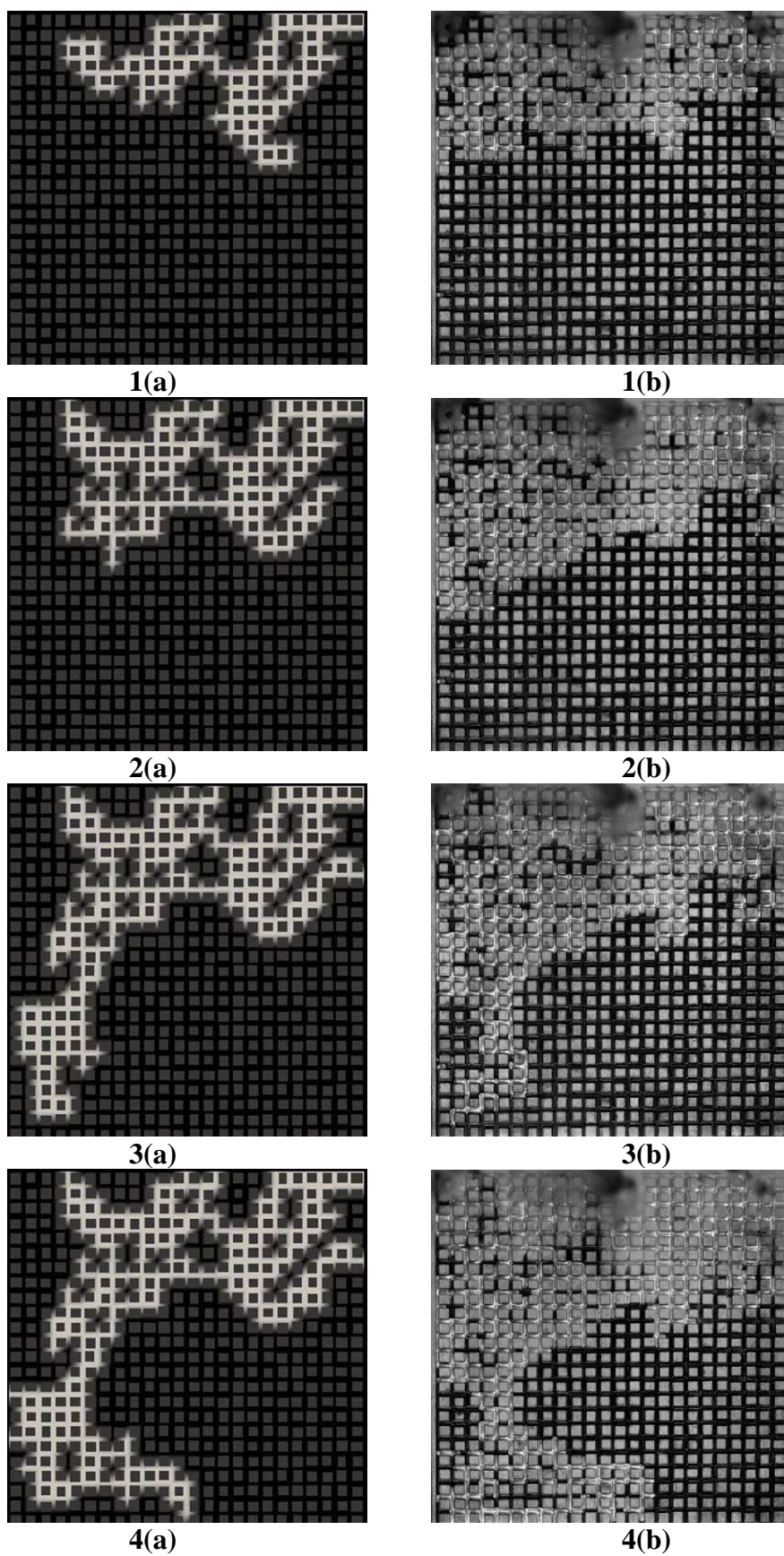
**Tableau VI.5 : Comparaison du temps de croissance de la poche et du gradient de température dans le réseau.**

#### VI.4.1 Comparaison de la distribution des phases

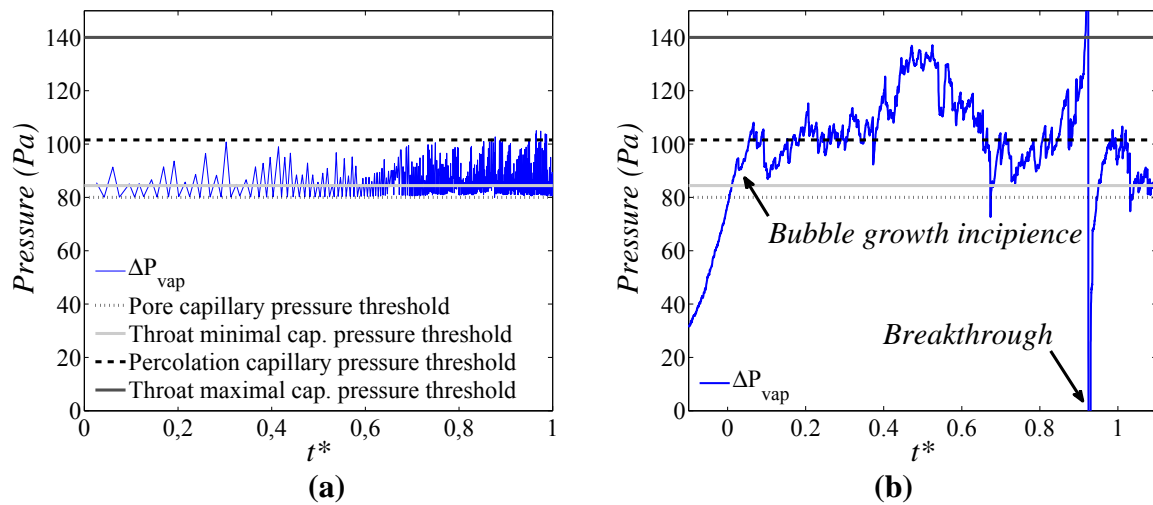
La figure VI.20 présente une comparaison entre la distribution des phases obtenue par simulation numérique à celle obtenue expérimentalement pour une expérience à faible

gradient thermique. Le modèle développé est en accord raisonnable avec les expériences. Une comparaison à l'échelle du pore entre les figures d'invasion numériques et expérimentales n'est bien sûr pas envisageable ici, tout d'abord à cause des incertitudes liées à l'usinage du réseau (de façon similaire à ce qui a été dit concernant la comparaison avec les expériences isothermes dans le chap. V), mais également à cause des pertes thermiques relevées expérimentalement et mal prises en compte dans le modèle numérique. La comparaison proposée sur la figure VI.20 est toutefois encourageante en vue de la validation du modèle, celui-ci étant capable de calculer la distribution des phases au cours de la croissance de la poche de façon correcte, la saturation en vapeur ainsi que le point de percée par exemple étant respectés.

Contrairement aux expériences, les distributions des phases obtenues avec nos simulations sont quasiment identiques pour les deux températures extérieures testées. On tient à rappeler ici que le modèle a été conçu pour des situations dans lesquelles un faible gradient thermique est attendu, ce qui est le cas dans les mèches poreuses des LHPs. Comme nous l'avons déjà discuté, l'hypothèse de pression uniforme dans la vapeur est remise en question dans le cas d'un fort gradient thermique. En conséquence, le phénomène d'évapo-condensation, qui est négligeable avec un faible gradient thermique mais qui devient important avec un fort gradient thermique n'est pas pris en compte dans notre modèle, ce qui contribue aux différences relevées entre les simulations numériques et l'expérience réalisée à fort gradient thermique.



**Figure VI.20 : Comparaison de la distribution des phases dans le réseau obtenue par simulation numérique (a) et expérimentalement (b) pour plusieurs étapes de croissance de la poche de vapeur. La vapeur est représentée en blanc ou gris et le liquide en noir.**

VI.4.2 Comparaison de l'évolution de la pression

**Figure VI.21 : Evolution de la pression dans la simulation numérique (a) et dans l'expérience (b).**

L'évolution de la pression donnée par notre modèle, présentée sur la figure VI.21 est en accord raisonnable à celle obtenue expérimentalement. Comme nous l'avons expliqué précédemment, la pression dans la poche de vapeur fluctue autour du seuil de pression capillaire de percolation, signifiant qu'aucune surpression résultante de la résistance visqueuse du liquide ou de la production de vapeur par vaporisation (qui est relativement faible comme nous l'avons vu précédemment) n'est détectée lors de la phase de croissance de la poche de vapeur.

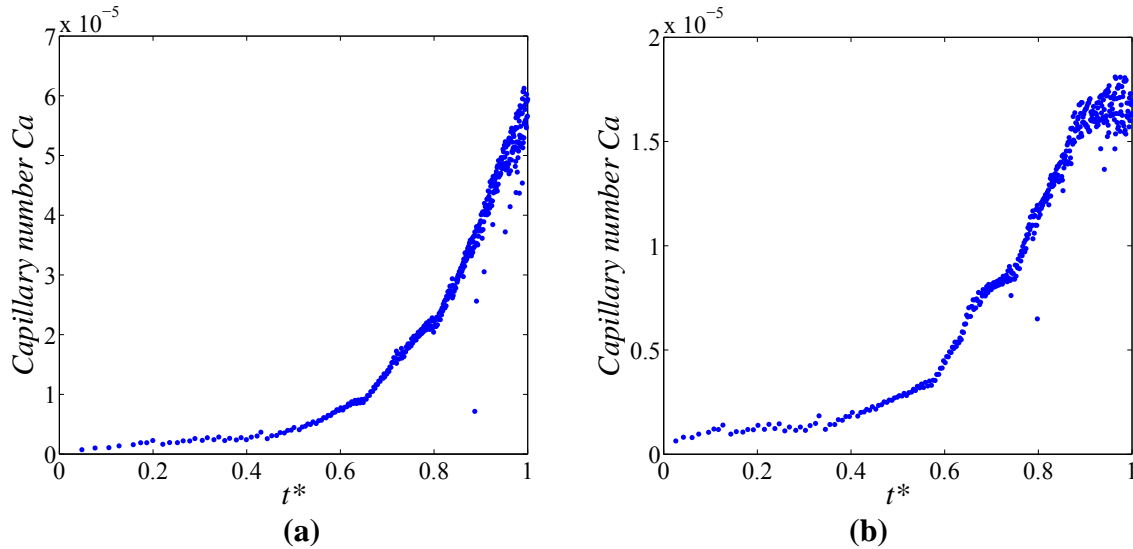
A la différence du résultat expérimental cependant, la fréquence de fluctuation de la pression augmente avec le temps dans nos simulations. Cela s'explique par l'augmentation du débit de vaporisation dans le temps, et par conséquent par l'augmentation de la fréquence d'invasion des liens et pores, ce que nous verrons plus loin en détail.

VI.4.3 Comparaison des débits de vaporisation

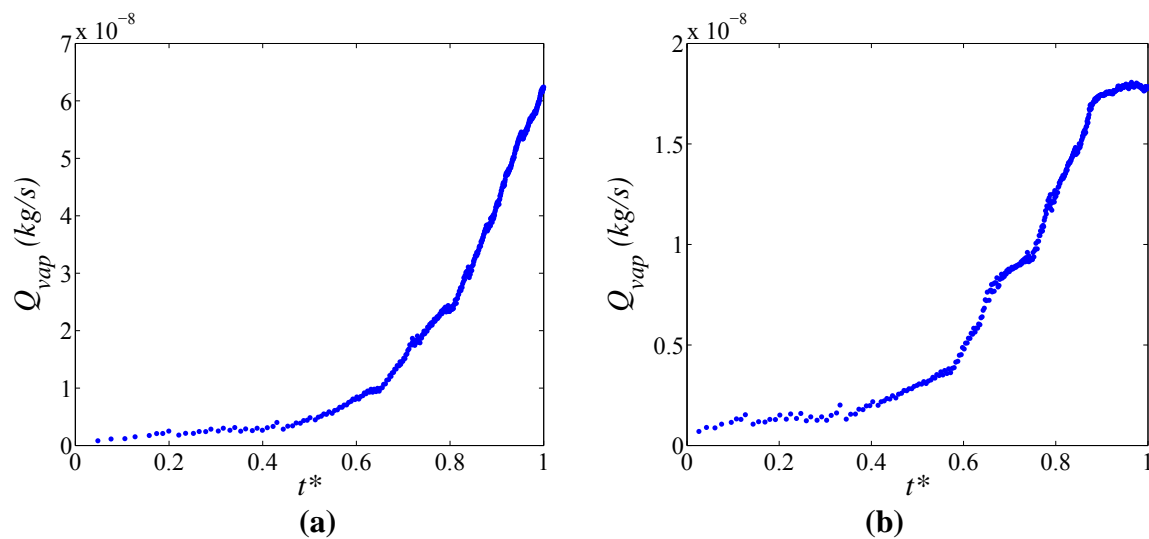
Le nombre capillaire, tel que défini par (Eq. VI.26), est facilement calculable avec notre modèle, puisque nous connaissons le débit liquide circulant dans chaque lien en sortie du réseau. La figure VI.22 présente l'évolution de  $Ca$  dans le temps pour les simulations numériques faites avec  $T_{ext}=310K$  et  $T_{ext}=350K$ . L'allure obtenue est bien la même que celle trouvée expérimentalement, le nombre capillaire augmente au cours de la croissance de la poche de vapeur.

On remarque que la simulation réalisée pour  $T_{ext}=310K$  tend vers un plateau, correspondant à un plateau de débit de vaporisation, comme le montre la figure VI.23, qui présente l'évolution du flux net de vaporisation en fonction du temps pour les deux simulations réalisées. Ce phénomène est causé par les pertes thermiques vers l'extérieur, qui sont plus importantes pour la simulation réalisée avec  $T_{ext}=310K$  que pour celle avec  $T_{ext}=350K$ . Comme la pression au sein de la poche de vapeur n'augmente pas beaucoup mais fluctue seulement autour du seuil de pression capillaire moyen (voir figure VI.21), on peut

donc directement relier le flux net de vaporisation au débit de liquide sortant du réseau et donc au nombre capillaire. Cela se remarque clairement lorsque l'on compare les figures VI.22 et VI.23. La valeur du nombre capillaire obtenu dans nos simulations est légèrement supérieure, mais du même ordre de grandeur que celle obtenue dans l'expérience à « faible gradient thermique » (ce qui s'explique car la percée intervient plus rapidement dans nos simulations que dans les expériences ; voir tableau VI.5).



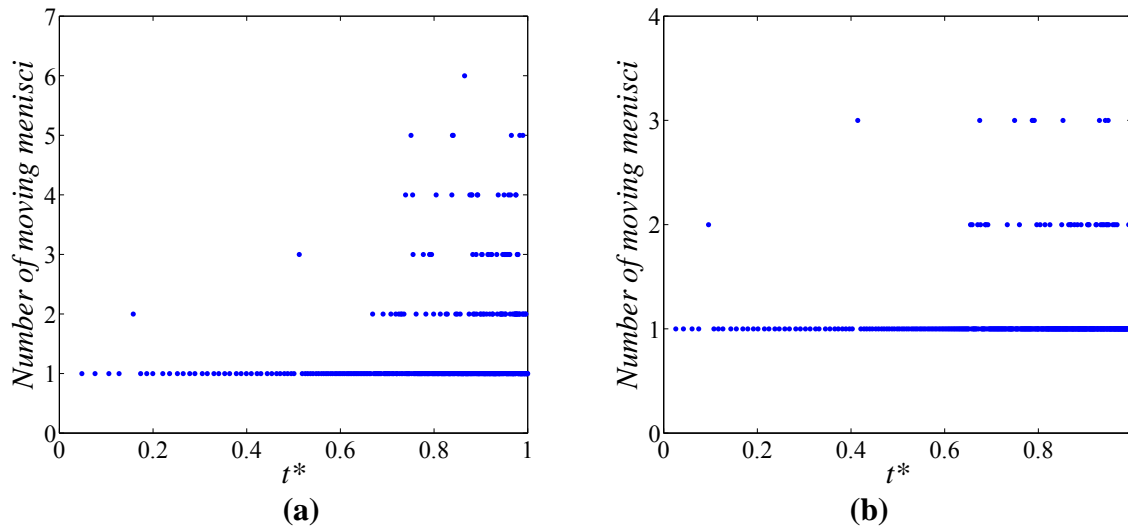
**Figure VI.22 : Evolution du nombre capillaire en fonction du temps pour la simulation avec  $T_{ext}=350K$  (a) et avec  $T_{ext}=310K$  (b).**



**Figure VI.23 : Evolution du flux net de vaporisation en fonction du temps pour la simulation avec  $T_{ext}=350K$  (a) et avec  $T_{ext}=310K$  (b).**

VI.4.4 Phénomène de multi-invasions et transition de « pattern »

Comme nous l'avons dit, la gamme de nombre capillaire dans laquelle on se situe suggère une croissance de la poche de vapeur de type IPDG. Cela dit, la taille de notre réseau étant relativement petite, la création de digitations attendues lors d'un déplacement de type IPDG ne se remarque pas clairement à la vue de la distribution des phases (on peut tout de même observer une croissance selon une direction privilégiée dans le dernier tiers du réseau, juste avant la percée sur la figure VI.20 par exemple). Le changement de régime entre une invasion suivant un scénario de type IP et un scénario de type IPDG peut par contre être clairement mis en évidence par le phénomène de multi-invasions (nombre d'invasions simultanées par étape de calcul). On rappelle qu'une invasion de type IP n'admet qu'une seule invasion par étape. Par conséquent, le scénario d'invasion s'écarte de l'IP lorsque plusieurs liens sont envahis simultanément. La figure VI.24 présente le nombre d'invasions multiples par étapes obtenues dans nos simulations pour  $T_{ext}=310 K$  et  $T_{ext}=350 K$ . On remarque que le nombre d'invasions simultanées augmente dans le temps, indiquant clairement une rupture du scénario d'invasion de type IP. Nous étudierons ce phénomène plus en détail dans le dernier paragraphe de ce chapitre traitant d'un réseau de plus grande dimension.



**Figure VI.24 : Evolution du nombre d'invasions simultanées en fonction du temps pour les simulations réalisées avec  $T_{ext}=350K$  (a) et avec  $T_{ext}=310K$  (b).**

## VI.5 Etude d'un réseau comportant un plus grand nombre de pores

Plusieurs motivations nous ont poussé à réaliser une étude plus détaillée à la fois expérimentale et numérique. Parmi celles-ci, la possibilité de réaliser des expériences avec un réseau de fabrication beaucoup mieux contrôlée ainsi que la nécessité d'avoir des résultats sur des réseaux de plus grande taille ont été très importantes. Nous présentons dans ce dernier paragraphe une seconde étude expérimentale réalisée avec un réseau en silicium ainsi qu'une étude numérique validant le phénomène de transition de régime évoqué précédemment.

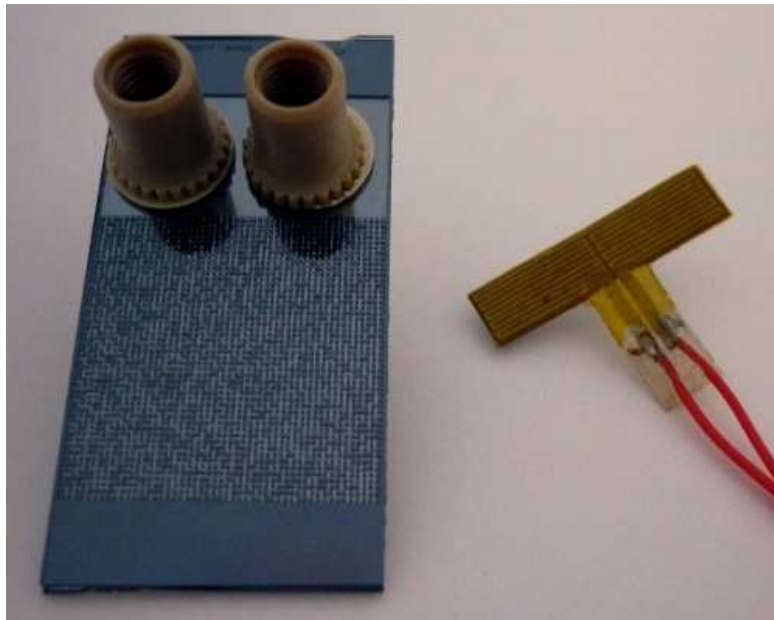


VI.5.1 Présentation du réseau en silicium

La figure VI.25 est une photographie du réseau en silicium. C'est un réseau carré qui comporte quatre fois plus de pores que le réseau précédent (50x50). Le tableau VI.6 présente ses caractéristiques. Ce réseau a été fabriqué par la plateforme technologique du LAAS (CNRS). Ce dispositif expérimental apporte plusieurs avantages considérables par rapport à l'expérience présentée précédemment. En premier lieu, cette technique de fabrication confère au réseau une grande précision (une précision de 1micron est annoncée par le LAAS), ce qui nous permet d'utiliser un pas très petit entre deux tailles de liens. Deuxièmement, il autorise l'usinage de liens de très petite dimension, dans lesquels les effets capillaires sont par conséquent plus importants. Enfin, le procédé de capotage par une plaque en pyrex nous assure une étanchéité parfaite du réseau, sans que la section des liens ne puisse être modifiée. Le seul désavantage de cette fabrication pour notre application est une limitation sur la plage des liens (différence maximale entre  $l_{min}$  et  $l_{max}$ ). En effet, celle-ci ne peut pas être trop importante, sinon l'épaisseur des liens ne serait plus constante dans le réseau.

Ce réseau est gravé sur une plaque en silicium de 0.5mm d'épaisseur, ce qui nous donne une épaisseur de la base du réseau  $e_m = 250\mu m$ . Le réseau est solidifié par la plaque en pyrex qui le recouvre (d'une épaisseur de 1 mm). On peut tout de même se rendre compte de sa fragilité au vue de ses dimensions. Une grande précaution est donc nécessaire dans sa manipulation.

Les conditions aux limites choisies sont identiques au réseau en aluminium, trois côtés étant fermés et un ouvert vers l'extérieur. La puissance est appliquée grâce à une résistance chauffante (voir figure VI.25), que l'on colle sous le réseau, juste avant la première rangée de pores (partie en silicium pleine visible en bas du réseau sur la figure VI.25).

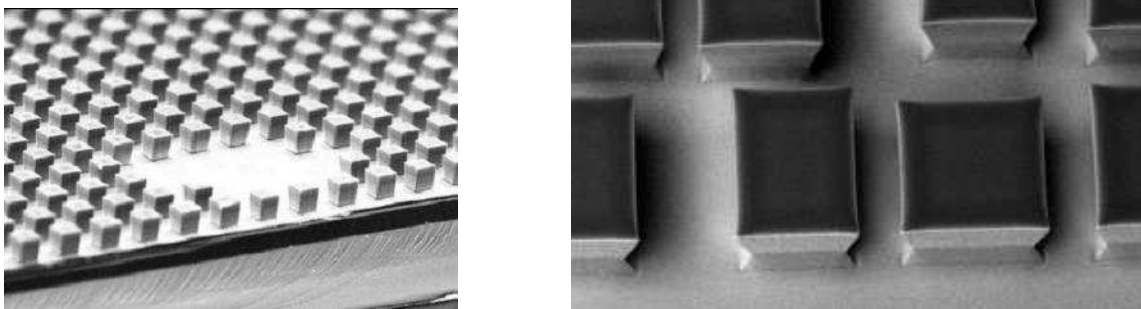


**Figure VI.25 : Photographie du réseau en silicium avec les connecteurs micro fluidiques et la résistance chauffante utilisée.**

Matériau	Silicium
$l_{min}$	$50 \mu m$
$l_{max}$	$200 \mu m$
Pas de discrétisation	$1 \mu m$
$d$	$400 \mu m$
$e$	$250 \mu m$
$e_m$	$250 \mu m$
largeur	$20 mm$
longueur	$20 mm$
Nombre de pores sur la largeur	$50$
Nombre de pores sur la longueur	$50$
Porosité	$0.52$

**Tableau VI.6 : Caractéristiques du réseau de pores en silicium.**

En plus d'offrir une très bonne précision d'usinage, ce procédé de fabrication produit des arêtes très propres et une rugosité de surface très faible (voir figure VI.26).



**Figure VI.26 : Images prises au microscope du réseau gravé dans le silicium.**

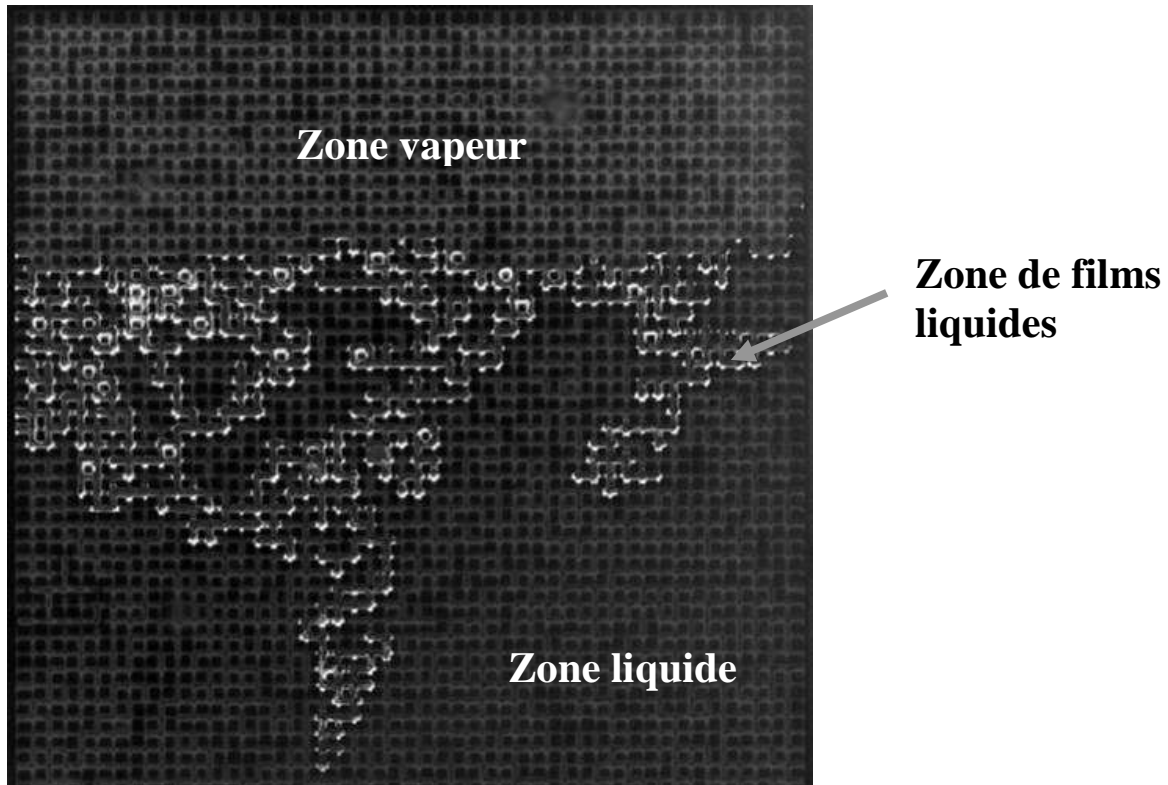
### VI.5.2 Résultat expérimental avec le réseau en silicium

Pour ces expériences, on applique une densité de flux légèrement supérieure à celle appliquée précédemment de  $4 W.cm^{-2}$ . Aucune isolation thermique n'a été prévue pour ces expériences, si bien que les pertes thermiques vers l'extérieur sont très importantes, ce qui nous oblige à appliquer une densité de puissance plus forte pour compenser celles-ci.

La saturation du réseau est réalisée grâce aux connecteurs micro-fluidiques présentés sur la figure VI.25, par imbibition. Le fluide de travail est toujours de l'éthanol pur. Nous n'avons pas réalisé de mesure de pression dans ces expériences. De même, aucune technique particulière n'a été mise en place pour la mesure de la température, si bien que la taille du réseau ne nous a pas permis de faire des relevés en plusieurs points, une mesure de contrôle a simplement été réalisée sur la surface inférieure du réseau. De plus, le silicium étant un très bon conducteur de la chaleur ( $\lambda_{SI} \sim 160 W.m^{-1}.K^{-1}$ ), la conduction par la base doit être très importante, celle-ci étant de la même épaisseur que la profondeur du réseau.



La figure VI.27 présente la distribution des phases obtenue au moment de la percée. Sur cette image, le réseau est chauffé au niveau de la partie supérieure et le côté ouvert (en sortie) est la face du bas. Trois zones se distinguent sur cette image, une zone purement vapeur en gris clair, une zone purement liquide en gris foncé et une zone diphasique en blanc. Le silicium réfléchissant la lumière, cette image a été obtenue après traitement d'image (voir annexe C), faisant apparaître clairement la présence importante des films liquides (en blanc). Plusieurs éléments peuvent être tirés de cette image.



**Figure VI.27 : Distribution des phases au moment de la percée dans le réseau en Silicium. La zone de vapeur apparaît en gris clair (dans le premier tiers supérieur du réseau), la zone liquide en gris foncé et on distingue une zone diphasique avec des films liquides en blanc.**

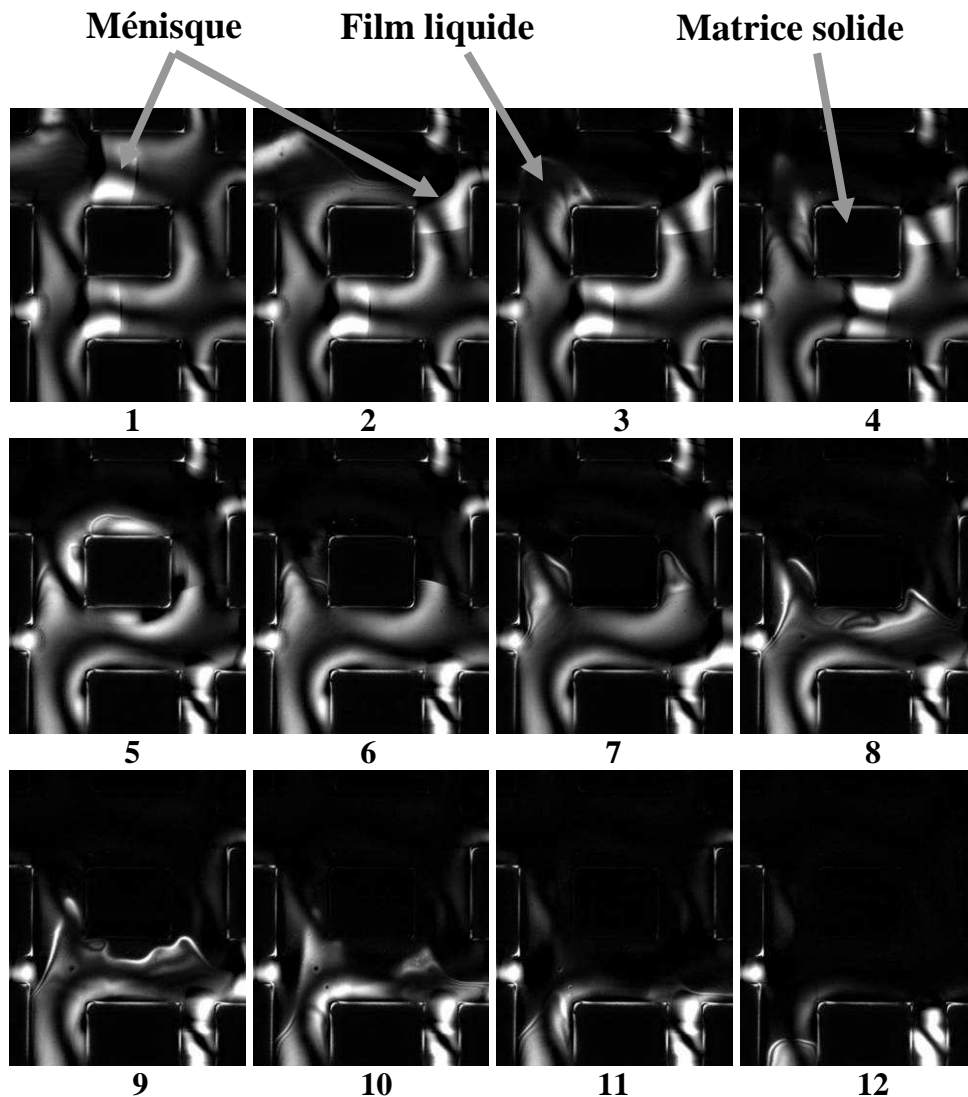
Tout d'abord, on remarque que la distribution des phases est similaire à celle obtenue précédemment pour  $T_{ext}=23^{\circ}C$ , avec une zone de vapeur complètement sèche dans la partie chaude du réseau. Cela n'est pas surprenant car aucun effort d'isolation thermique n'ayant été fait ici, le phénomène d'évapo-condensation évoqué plus haut a eu toutes les chances de se produire.

On remarque également, toujours de façon similaire aux expériences précédentes, mais de façon très claire cette fois une digitation qui s'est développée pour atteindre la percée, rappelant très fortement une croissance de type IPDG.

Enfin, ces expériences nous ont permis d'observer un nouveau phénomène qui n'était pas visible précédemment, que sont les films liquides. On remarque que ces films occupent une place importante dans le réseau, ceux-ci jouant donc un rôle non négligeable dans la dynamique de croissance de la poche.

Notre modèle de réseau de pores thermique ne prend pas en compte ces films (on pourrait très bien imaginer les prendre en considération de la même manière que cela a été fait lors de l'étude de croissance d'une poche de gaz par pressurisation isotherme dans la première partie).

Ces films de liquide peuvent avoir un rôle dans la gestion des amas liquides, comme nous l'avons discuté précédemment. Deux types de film de liquide sont connus dans des réseaux de pores, des films interconnectés et des films déconnectés, présents uniquement dans les angles autour des picots solides mais sans liens entre eux. Notre réseau ayant des angles très vifs, nous aurions pu penser a priori être confrontés à des films déconnectés.



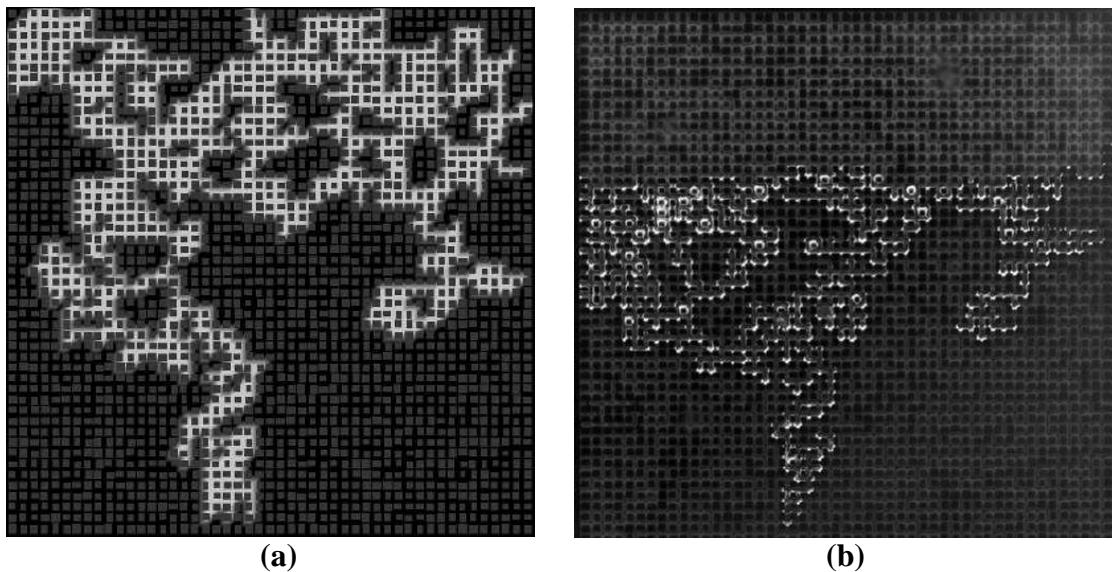
**Figure VI.28 : Expérience réalisée sous microscope. Les images présentées représentent différentes étapes de la croissance de la poche de vapeur, elles sont numérotées par ordre chronologique. La zone de vapeur est représentée en noir et la partie grise représente la zone diphasique. Les ménisques apparaissent en blanc lorsqu'ils sont présents.**

La figure VI.28 présente une expérience réalisée sous microscope afin d'étudier plus en détail les films de liquide. Les images présentées étant obtenues par soustraction d'image à partir d'un réseau vide, la matrice solide tout comme la zone de vapeur apparaissent en noir. La partie grise correspond à la fois à la zone de liquide et à la fois à une zone diphasique sans que l'on puisse faire la différence a priori. On peut cependant distinguer un ménisque lorsqu'il est présent, celui-ci apparaissant nettement plus blanc. Si l'on regarde maintenant la chronologie des images, on peut clairement faire la différence entre la zone liquide (qui est logiquement au dos des ménisques) et la zone diphasique (qui est la partie grise en avant des ménisques). De plus, l'interface entre les films liquides et la zone de vapeur est clairement identifiable et ne se présente pas du tout sous la forme d'un ménisque. Ces visualisations montrent donc clairement que les films liquides sont entièrement interconnectés et qu'ils ne sont pas restreints sur les angles des picots solides. Cette remarque est importante afin d'améliorer notre modèle numérique car cela veut dire qu'un transport de masse est rendu possible par les films liquides. Les amas liquides pouvant donc ainsi demeurer connectés à l'amas principal.

L'observation du film à partir duquel sont tirées les images de la figure VI.28 permet de distinguer de façon beaucoup plus nette le ménisque ainsi que les films liquides.

### VI.5.3 Comparaison numérique avec le réseau en silicium

La figure VI.29 présente une comparaison des distributions des phases obtenues par simulation numérique avec nos expériences pour le réseau en silicium. Les simulations numériques ont été réalisées en supposant le réseau parfaitement isolé ( $\Phi_{ext}=0$ ). On constate logiquement la même différence que précédemment concernant la zone chaude du réseau (zone complètement sèche dans l'expérience alors que plusieurs amas restent piégés dans nos simulations) et ce pour les mêmes raisons. Par contre, on constate que la digitation visqueuse observée expérimentalement est bien retrouvée par notre modèle. La taille du réseau nous permettant maintenant d'attribuer cet effet à un changement de régime pilotant la croissance de la poche de vapeur. Cela est étudié plus en détail dans le paragraphe suivant.

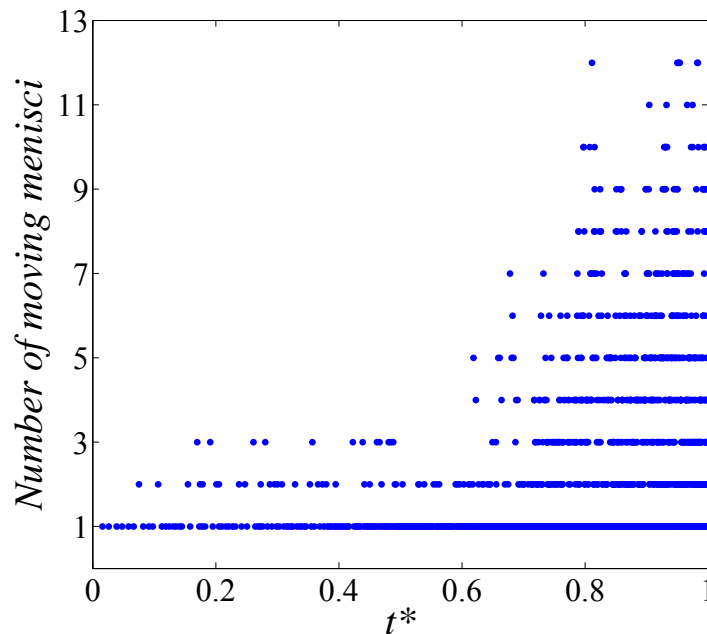


**Figure VI.29 : Comparaison entre les « patterns » obtenus avec nos simulations (a) et dans nos expériences (b) pour le réseau en silicium. La zone de vapeur est représentée en blanc ou en gris clair et la zone liquide en noir ou gris foncé.**

VI.5.4 Deux régimes de croissance

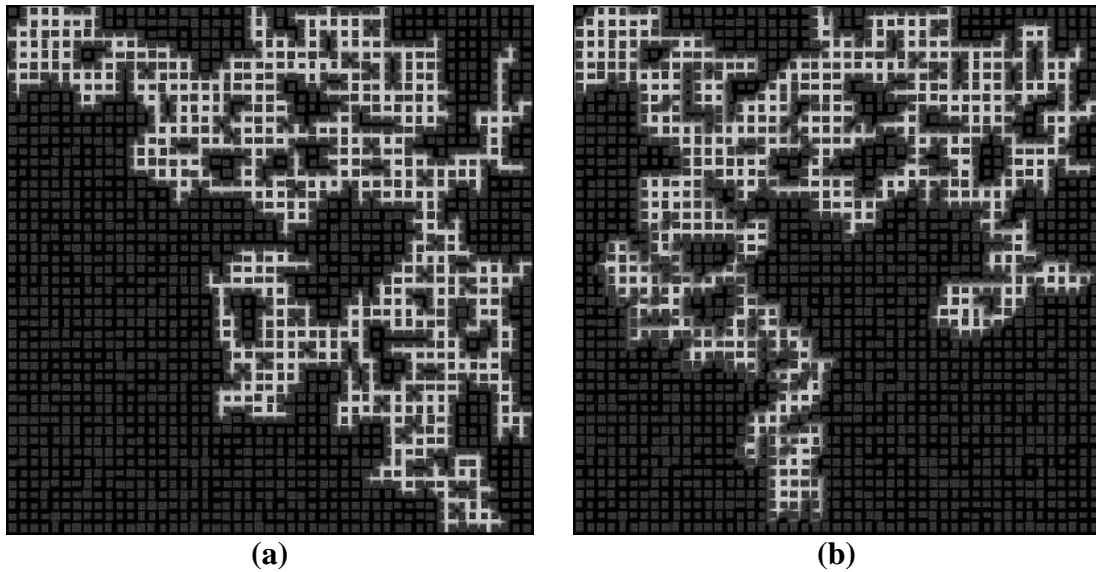
Nous proposons d'étudier ici la transition de régime pilotant la croissance de la poche de vapeur en analysant le phénomène de multi-invasion sur la géométrie du réseau en silicium.

La figure VI.30 présente le nombre d'invasions simultanées en fonction du temps pour ce réseau. Comme précédemment mais de façon encore plus nette, on remarque une transition claire entre un régime dans lequel seulement quelques liens sont envahis simultanément (régime proche du type IP) et un régime dans lequel de nombreux liens sont envahis simultanément dans plusieurs étapes (régime caractéristique du type IPDG).



**Figure VI.30 : Evolution du nombre d'invasions simultanées en fonction du temps.**

Afin d'être complètement convaincu de l'apparition d'une digitation visqueuse liée au régime d'IPDG, nous présentons sur la figure VI.31 une comparaison numérique entre la figure d'invasion obtenue au moment de la percée en utilisant un algorithme de percolation pure (IP) appliqué à notre réseau et celle obtenue avec notre modèle au moment de la percée. On remarque que la figure d'invasion fournie par notre modèle se distingue clairement de celle de percolation.



**Figure VI.31 : Répartition des phases au moment de la percée en utilisant un algorithme de percolation (a) et avec notre modèle (b).**

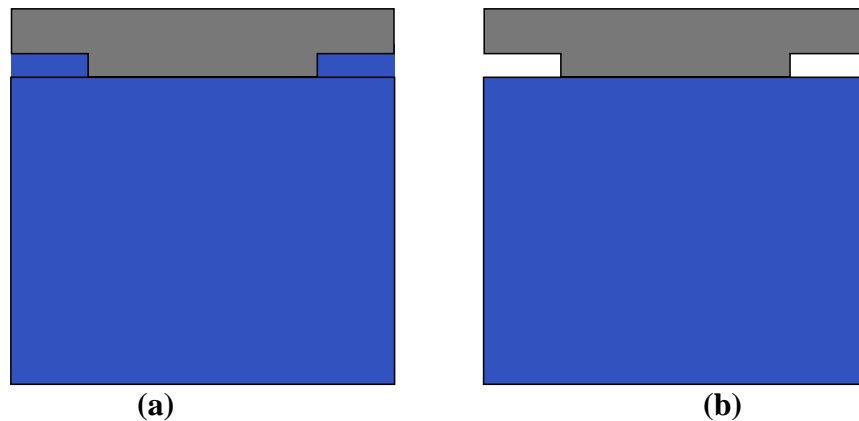
## VI.6 Application à un évaporateur capillaire

Les principaux résultats obtenus dans ce chapitre, bien que principalement dédiés à la validation expérimentale de l'outil numérique mis au point, nous apportent plusieurs éléments de réflexion sur l'impact de la cinématique de développement d'une poche de vapeur dans les mèches poreuses des évaporateurs capillaires.

### VI.6.1 Transitoires de démarrage

On sait que l'évaporateur capillaire d'une boucle fluide diphasique à pompage capillaire peut se trouver dans différentes conditions de remplissage lors de son démarrage (qui peuvent être modifiées par l'historique de la boucle, ses paramètres de remplissage, la présence ou non de gravité, etc.). La phase en présence dans les cannelures ayant une importance particulière ([Maydanik et al. (1995)]). La figure VI.32 présente deux situations classiquement évoquées concernant les conditions initiales de démarrage, une configuration dans laquelle les cannelures sont remplies de vapeur et une deuxième dans laquelle celles-ci sont remplies de liquide. Par souci de simplification, nous n'évoquerons pas des conditions diphasiques dans les cannelures. La situation avec les cannelures remplies de vapeur ne pose pas de problème particulier, la vaporisation ayant lieu à la surface du milieu poreux dès l'application de la puissance, la circulation du fluide dans la boucle peut être assurée par pompage capillaire, entraînant un fonctionnement nominal de la boucle dès l'application de la puissance. La situation avec les cannelures remplies de liquide peut, à l'inverse, démontrer un retard de démarrage de l'évaporateur, provoqué par le temps mis par le liquide présent dans les cannelures à se vaporiser avant que le pompage capillaire ne puisse être assuré par le milieu poreux. Cette deuxième situation se trouve être très proche de l'étude que nous avons réalisée, si l'on considère que de la vapeur qui se créerait dans le milieu poreux ne peut pas s'écouler dans la boucle en raison du liquide présent dans les cannelures. Une surchauffe est même couramment associée à ce type de démarrage, ce qui pourrait favoriser l'apparition de vapeur

dans le milieu poreux (celui-ci étant un site de nucléation privilégié). La poche de vapeur ainsi créée n'a aucune raison d'être connectée au reste de la boucle dans un premier temps et une croissance selon le mode proposé dans ce chapitre apparaît alors tout à fait possible.



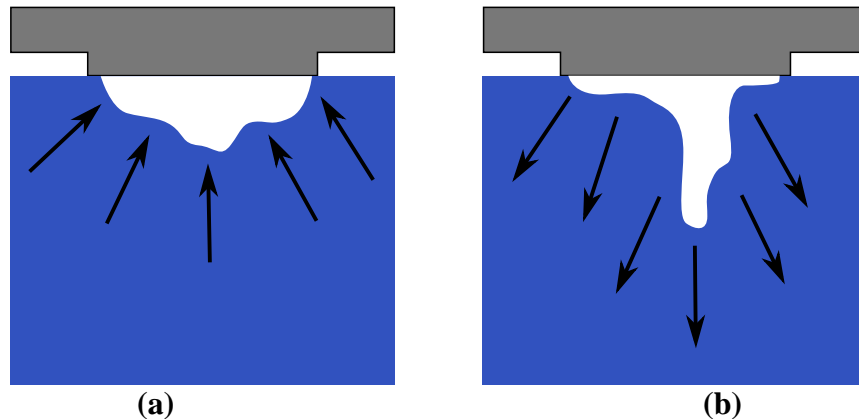
**Figure VI.32 : Conditions initiales de démarrage d'un évaporateur capillaire (a) cannelures remplies de liquide et (b) cannelures remplies de vapeur. Le liquide est représenté en bleu et la vapeur en blanc.**

Si l'on se place maintenant dans cette configuration, les résultats obtenus nous apportent plusieurs éléments de réponse quant au scénario de démarrage. Nous avons montré que pendant la croissance de la poche, le flux net de vaporisation (le débit de vaporisation) augmentait, entraînant une augmentation de la vitesse de croissance de la poche. La conséquence directe de ce phénomène étant une transition de régime de croissance, passant d'une croissance de type IP (où un seul lien est envahi à la fois et où la croissance ne montre pas de direction privilégiée) à une croissance de type IPDG (avec présence de digitations visqueuses dirigées en sens inverse au débit de vaporisation). Ce scénario apparaît immédiatement très néfaste au bon démarrage de l'évaporateur capillaire, car favorisant l'accès au cœur de la mèche à la poche de vapeur, compromettant alors le pompage capillaire. Certaines conditions particulières pouvant éventuellement provoquer un pompage capillaire à contre sens si l'on suppose que le liquide n'a pas été évacué des cannelures lorsque la vapeur atteint la surface libre du cœur de la mèche poreuse. Ce scénario a dans tous les cas pour conséquence une augmentation de la surchauffe de l'évaporateur et un pronostic non engagé quant au succès de démarrage de la boucle.

#### VI.6.2 Direction de l'écoulement liquide pendant la croissance d'une poche

Un deuxième résultat important de cette étude concerne le sens de l'écoulement du liquide provoqué par la croissance de la poche de vapeur. En effet, on imagine intuitivement un écoulement du liquide en direction du front de vaporisation (voir figure VI.33). Cette étude a permis de montrer que cela n'était pas toujours le cas et notamment pendant les phases de croissance. Si cela n'est pas remis en question pour les régimes stationnaires, on a montré qu'un écoulement en sens inverse pouvait très bien se produire pendant les phases transitoires de croissance, en particulier lorsque la poche de vapeur ne communique pas avec les cannelures. Ce résultat est très important car il a pour conséquence d'inverser le gradient de pression dans la mèche, modifiant ainsi le scénario de croissance d'une poche de vapeur. En

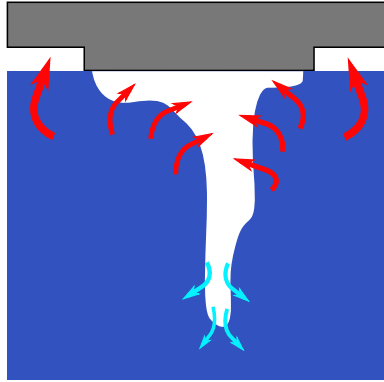
effet, un écoulement en direction du front de vaporisation produit un gradient stabilisant (croissance de type IPSG, générant un front plat, voir figure VI.19) alors qu'un écoulement en sens inverse produit un gradient déstabilisant (croissance de type IPDG, générant des digitations visqueuses dans le sens de l'écoulement). Une croissance de type IPDG a pour conséquence de transporter du liquide chaud dans le cœur de la mèche, et donc dans le réservoir, provoquant ainsi une augmentation de la température de saturation à l'intérieur de la chambre de compensation, et donc de la température de fonctionnement de la boucle. Les performances de l'évaporateur se voient alors dégradées pendant cette phase. De même, cela peut s'avérer dangereux pour le fonctionnement de la boucle dans le cas où une digitation de vapeur viendrait percer la mèche, l'évaporateur pouvant alors éventuellement se désamorcer.



**Figure VI.33 : Directions possibles de l'écoulement du liquide dans la mèche poreuse d'un évaporateur capillaire. (a) gradient stabilisant et (b) gradient déstabilisant. Le liquide est représenté en bleu et la vapeur en blanc.**

### VI.6.3 « Effet caloduc » dans la mèche poreuse d'une LHP

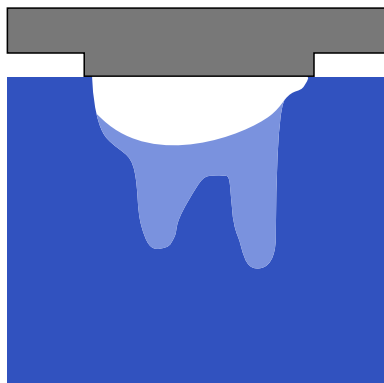
Un phénomène inattendu d'évapo-condensation (voir figure VI.34) a été mis en évidence par notre étude expérimentale. Même si les conditions dans lesquelles il a été observé ne correspondent pas exactement aux conditions d'une mèche d'évaporateur capillaire, rien ne permet de dire que cela ne peut pas se produire dans un tel système. Au contraire, tout nous laisse croire que ce phénomène se produit bel et bien même si celui-ci se trouve très limité. En effet, le liquide sous-refroidi apporté par la baïonnette au cœur de la mèche peut concourir à condenser de la vapeur qui se serait créée dans la mèche. Ce phénomène est cependant favorable au fonctionnement de l'évaporateur, et ce pour plusieurs raisons. Tout d'abord, il retarde le moment de percée de la poche de vapeur en condensant celle-ci lorsqu'elle devient proche du cœur de la mèche. Deuxièmement, elle tend à stabiliser le front de condensation, en atténuant l'impact des digitations visqueuses qui pourraient se développer, rendant ainsi le front plus plat. En d'autres termes, si une digitation visqueuse pénètre la mèche, le phénomène d'évapo-condensation a pour effet de limiter sa taille et de la faire attendre le front de vaporisation avant qu'elle puisse se développer à nouveau. Enfin, ce phénomène limite la taille de la zone diphasique dans la mèche, permettant à la vapeur de mieux s'écouler dans une zone complètement sèche, limitant ainsi les pertes de charges de la vapeur dans la mèche.



**Figure VI.34 : « Effet caloduc » dans la mèche d'un évaporateur capillaire. Les flèches rouges représentent la vaporisation du liquide et les flèches bleues claires la condensation de la vapeur.**

#### VI.6.4 Films liquides

Les dernières expériences réalisées avec notre réseau en silicium montrent clairement la présence d'une zone diphasique (voir figure VI.35) dans ce que l'on pensait jusqu'à présent être une zone de vapeur pure. Ce phénomène peut naturellement se produire dans les mèches des évaporateurs capillaires, puisqu'il est directement lié à la nature de la croissance de la poche. L'effet d'une telle zone de films liquides est bénéfique pour une mèche d'évaporateur capillaire, puisqu'elle permet d'étendre la zone dans laquelle les échanges énergétiques et le changement de phase ont lieu, améliorant ainsi les performances de l'évaporateur. Par contre, un effet négatif peut également lui être imputé dans le cas où cette zone serait très développée. En effet, comme nous l'avons montré dans la première partie, les films liquides gênent considérablement l'écoulement de la vapeur. Dans le cas d'un évaporateur capillaire, ceci peut provoquer des pertes de pressions importantes dans la mèche poreuse, et par conséquent engendrer une dégradation de ses performances.



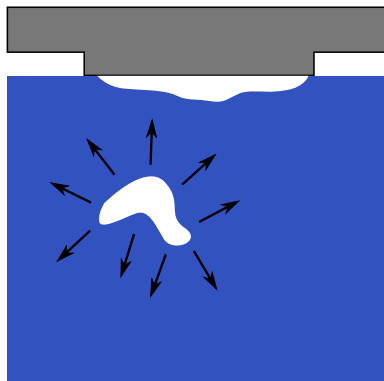
**Figure VI.35 : Présence d'une zone diphasique dans la poche de vapeur (représentée en bleu clair).**

#### VI.6.5 Croissance d'une poche isolée

Dans tout ce qui a été dit jusqu'à présent, nous nous concentrons sur la croissance d'une poche de vapeur sur un bord latéral chauffé, que nous supposons être l'ailette d'un



évaporateur capillaire et par conséquent la zone la plus chaude du système. Cependant, on pourrait très bien imaginer qu'une poche de vapeur puisse apparaître à l'intérieur de la mèche poreuse, sans qu'elle soit nécessairement en contact avec les cannelures (voir figure VI.36). Notre modèle est parfaitement capable de simuler de telles situations, qui peuvent survenir par exemple à la suite de la nucléation d'un embryon de vapeur ayant été piégé dans la mèche ou même par la présence d'un site de nucléation privilégié dans la mèche (ou peut imaginer cette situation à l'interface des deux matériaux d'une mèche bicouche par exemple). Dans un tel scénario, il est important de considérer que la croissance de cette poche de vapeur va inévitablement amener à chasser du liquide hors de la mèche. De plus, bien que le flux de vaporisation soit plus important du côté chaud de la poche (c'est-à-dire du côté des cannelures), il est important d'avoir à l'esprit que la croissance ne se fera pas nécessairement dans cette direction. En effet, les transferts thermiques générant le flux de vaporisation sont complètement indépendants des effets capillaires et visqueux gérant quant à eux la croissance de la poche de vapeur. Nous pouvons même imaginer qu'une direction privilégiée de cette poche se fasse dans la direction du cœur de la mèche pour les raisons évoquées dans ce paragraphe sur le scénario d'IPDG. Dans cette situation, cela est cependant moins évident, car un écoulement liquide est également présent en direction des cannelures, il est donc possible que l'effet déstabilisant du gradient de pression soit atténué, voire inversé. Nous avons étudié un peu plus précisément cette situation où une poche de vapeur croît au sein de la structure capillaire et quelques conclusions sont présentées dans les annexe F. Nous y proposons également une discussion concernant la possibilité de condensation de cette poche et son devenir (sa probabilité de migration, de connexion avec les cannelures ou sa disparition).



**Figure VI.36 : Croissance d'une poche de vapeur au cœur de la mèche.**

## VI.7 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre des expériences de visualisation et des simulations réalisées avec un modèle thermique de réseau de pores de croissance d'une poche de vapeur dans un milieu poreux modèle chauffé latéralement, qui est la situation rencontrée dans une mèche poreuse d'un évaporateur capillaire.

Sur la base de l'étude isotherme menée dans la première partie, la croissance a été modélisée par une succession d'étapes de pressurisation et de remplissage. La confrontation entre les résultats numériques et expérimentaux a montré un accord raisonnable aussi bien en terme de distribution des phases que de niveaux de pression dans la poche de vapeur. L'accord est également bon concernant la dynamique de croissance de la poche de vapeur et

l'évolution des amas de liquides déconnectés, au moins pour l'expérience réalisée à faible gradient thermique à travers le réseau. La nature quasi bidimensionnelle du système étudié rend toutefois difficile une comparaison précise en raison des pertes thermiques. On peut conclure que notre modèle capture bien les phénomènes physiques pilotant la croissance d'une poche de vapeur par vaporisation dans un milieu poreux en présence d'un gradient thermique limité.

Le procédé est caractérisé par une transition entre un régime de type IP au début de la croissance (un seul lien étant envahi à la fois) et un régime présentant de multiples invasions sur tout le périmètre de la poche de vapeur. Ce second régime étant caractérisé par le développement d'un doigt de vapeur typique d'une figure d'invasion de percolation dans un gradient déstabilisant. Ce gradient de percolation, qui est lié au gradient de pression dans le liquide, est généré par la croissance même de la poche qui se fait en direction du côté de sortie du réseau. La pression dans le liquide diminue alors en direction de la sortie. Cette diminution de la pression correspond à une augmentation de la probabilité de percolation.

Plusieurs conclusions ont pu être tirées de ces observations concernant le fonctionnement des boucles fluides diphasiques à pompage capillaire, notamment concernant le sujet délicat du démarrage de ces systèmes.

L'étude expérimentale présentée ici a été motivée par deux objectifs distincts.

Le premier était de vérifier le type d'invasion obtenu avec nos simulations. En effet, si l'on pouvait penser que la croissance de la vapeur se produirait dans un gradient stabilisant généré par la vaporisation du fluide à l'interface (voir figure VI.33), les premiers résultats numériques ont révélé que la croissance de la poche de vapeur avait lieu à l'inverse dans un gradient déstabilisant. En effet, en raison du rapport de masses volumiques important entre la phase liquide et gazeuse du fluide, une très faible quantité de liquide qui se vaporise suffit à générer une augmentation de pression dans la poche suffisante pour que celle-ci puisse croître par un effet purement mécanique. Cette vérification a été réalisée avec l'utilisation d'un transmetteur de pression placé dans la poche vapeur, révélant une pressurisation responsable du drainage du liquide.

Le second objectif de cette étude expérimentale était plus ambitieux puisque nous souhaitions valider quantitativement notre modèle numérique à l'aide de mesures de température et de visualisations de la répartition des phases dans le réseau. La qualité insuffisante de notre dispositif expérimental nous a seulement permis de tenter une confrontation des résultats, une validation formelle étant impossible.

Deux autres résultats inattendus ont également été révélés par cette étude expérimentale. Un premier concernant la dynamique de l'écoulement en fonction du gradient de température présent dans le réseau suggérant un « effet caloduc » et un second concernant l'observation d'une zone diphasique dans la poche vapeur due à la présence de films liquides.





## Partie 4

# Application à un évaporateur capillaire, étude des phénomènes transitoires

Nous allons exploiter dans cette dernière partie le modèle présenté dans la partie précédente. De plus, un développement original est apporté à celui-ci, dans le but de décrire de façon plus exhaustive les différents modes de fonctionnement d'une LHP. Ce développement, qui concerne l'ajout des mécanismes d'imbibition, est présenté en introduction de cette quatrième partie dans le chapitre VII. Cette dernière extension se révèle en effet indispensable afin de simuler à la fois une croissance par pressurisation, lors de laquelle la pression dans la poche est uniquement pilotée par les conditions thermodynamiques en son sein et donc entièrement indépendante du reste du système, et une situation où la pression dans la poche devient imposée par l'écoulement du fluide dans la boucle. En effet, une différence significative de niveaux de pression est relevée entre ces deux régimes, pouvant entraîner un ré-envahissement de la poche de vapeur par du liquide, caractéristique d'un processus d'imbibition.

Quelques résultats statistiques concernant la réponse d'un milieu poreux soumis à différentes charges thermiques sont présentés dans le chapitre VIII, l'influence de la conductivité thermique du milieu est notamment analysée. Une situation d'oscillations, caractérisée par une succession de phénomènes de mouillage (lorsque la poche de vapeur diminue quand elle est en contact avec les cannelures) et de démouillage (lorsque la poche de vapeur croît par pressurisation quand elle est déconnectée des cannelures) est également étudiée dans ce chapitre. Ensuite, notre modèle est utilisé en régime stationnaire afin de mettre en évidence un phénomène d'hystérésis dans la mèche poreuse, dans le chapitre IX.



---

## Sommaire

---

CHAPITRE VII	MODELISATION DE L'IMBIBITION	- 161 -
VII.1	Situations d'imbibition dans la mèche poreuse d'une LHP .....	- 161 -
VII.2	Déplacement par imbibition dans un réseau de pores .....	- 163 -
VII.2.1	<i>Mécanismes d'imbibition</i> .....	- 163 -
VII.2.2	<i>Modification du modèle pour prendre en compte l'imbibition</i> .....	- 166 -
VII.3	Conclusion.....	- 174 -
CHAPITRE VIII	EXPLOITATION DU MODELE DANS UNE SITUATION D'EVAPORATEUR CAPILLAIRE	- 177 -
VIII.1	Modèle numérique.....	- 177 -
VIII.1.1	<i>Modèle géométrique</i> .....	- 177 -
VIII.1.2	<i>Conditions aux limites</i> .....	- 179 -
VIII.1.3	<i>Conditions initiales</i> .....	- 180 -
VIII.1.4	<i>Déroulement des calculs</i> .....	- 180 -
VIII.2	Simulation d'une situation de démarrage.....	- 182 -
VIII.2.1	<i>Cannelures remplies de liquide</i> .....	- 182 -
VIII.2.2	<i>Cannelures remplies de vapeur</i> .....	- 188 -
VIII.3	Phénomène d'oscillation .....	- 195 -
VIII.3.1	<i>Evolution de la répartition des phases dans la mèche</i> .....	- 195 -
VIII.3.2	<i>Evolution de la pression dans la poche de vapeur</i> .....	- 198 -
VIII.3.3	<i>Evolution de la température</i> .....	- 199 -
VIII.3.4	<i>Exemple d'oscillations non entretenues</i> .....	- 199 -
VIII.4	Conclusion.....	- 203 -
CHAPITRE IX	ETUDE D'UN PHENOMENE D'HYSTERESIS DANS LA STRUCTURE POREUSE	- 205 -
IX.1	Modèle numérique.....	- 205 -
IX.1.1	<i>Modèle géométrique</i> .....	- 205 -
IX.1.2	<i>Equations de bilan</i> .....	- 206 -
IX.1.3	<i>Conditions aux limites</i> .....	- 206 -
IX.1.4	<i>Conditions initiales</i> .....	- 207 -
IX.1.5	<i>Déroulement des calculs</i> .....	- 207 -
IX.2	Application d'un échelon de puissance .....	- 208 -
IX.2.1	<i>Forme de la poche de vapeur</i> .....	- 209 -
IX.2.2	<i>Hystérésis de température</i> .....	- 219 -
IX.2.3	<i>Répartition du flux de chaleur</i> .....	- 220 -
IX.2.4	<i>Hystérésis sur la conductance de l'évaporateur</i> .....	- 222 -
IX.3	Conclusion.....	- 222 -





## Chapitre VII Modélisation de l'imbibition

Si l'on admet qu'une poche de vapeur peut se développer au cœur de la structure capillaire d'une LHP, nous pouvons alors légitimement penser que celle-ci peut également disparaître. Nous verrons dans le premier paragraphe de ce chapitre sous quelles conditions une poche de vapeur peut disparaître (ou au moins diminuer) dans la mèche poreuse d'une LHP.

Par ailleurs, si la croissance de la vapeur est gérée par un phénomène assimilable à du drainage (i.e. déplacement d'un fluide mouillant par un fluide non mouillant, phénomène que l'on a étudié jusqu'à présent), le rétrécissement de celle-ci se fera par contre suivant un mode de déplacement complètement différent, assimilable à de l'imbibition (i.e. déplacement d'un fluide non mouillant par un fluide mouillant). Nous présenterons dans le deuxième paragraphe comment ce phénomène d'imbibition peut être pris en compte dans notre modèle de réseau de pores. De nouvelles conditions aux limites à l'interface seront alors nécessaires, notamment en raison des mécanismes coopératifs ayant lieu en imbibition et que l'on ne retrouve pas en drainage. Nous verrons également quelles hypothèses supplémentaires nous avons dû faire pour décrire les conditions de changement de mode de croissance.

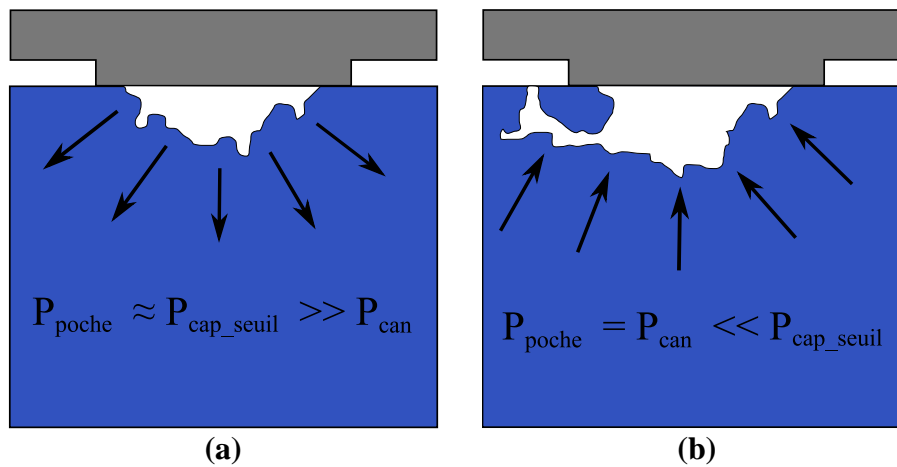
Dans ce chapitre, le fluide mouillant (envahisseur) est assimilé à un liquide alors que le fluide non mouillant (déplacé) est assimilé à un gaz.

### VII.1 Situations d'imbibition dans la mèche poreuse d'une LHP

Il y a principalement deux possibilités pour qu'une poche de vapeur créée dans la mèche poreuse d'une LHP puisse rétrécir par imbibition.

La première est imputable à une soudaine dépression d'une poche qui aurait été créée par pressurisation selon le procédé décrit dans la troisième partie. En effet, comme nous l'avons dit, si le moteur de croissance de la poche est la vaporisation, le pilote est quant à lui un effet purement mécanique (i.e. la pressurisation). La pression au sein d'une telle poche (que l'on suppose uniforme) doit donc être supérieure aux seuils de pression capillaire du milieu poreux. Par ailleurs, si l'on prend maintenant l'évaporateur capillaire dans son environnement de boucle en fonctionnement, la pression générée dans la boucle (par les pertes de pression dans les conduites fluides) est généralement inférieure à ce niveau de pression, notamment pour les faibles puissances (et potentiellement pour des puissances plus importantes, selon les conditions que l'on considère pour l'interface mèche-ailette, cf. chapitre II). Par conséquent, si une poche de vapeur créée par pressurisation vient à rentrer en contact avec les cannelures, elle verra sa pression chuter brutalement pour se mettre au niveau de pression des cannelures (son volume étant dans tous les cas très inférieur à celui des cannelures, la pression de fonctionnement de la boucle ne devrait pas être affectée). On comprend alors facilement que dans un tel scénario, la poche de vapeur ne peut pas se

maintenir et que celle-ci rétrécisse par imbibition. Ce scénario qui est illustré par la figure VII.1, sera étudié en détail dans le chapitre VIII.



**Figure VII.1 : Possibilité de réduction de la poche de vapeur par imbibition suite à une dépression soudaine. (a) la poche est déconnectée des cannelures et croît par pressurisation ; (b) la poche est connectée aux cannelures et diminue**

La deuxième possibilité donnée à la poche de vapeur pour décroître intervient lors d'un changement de puissance. En effet, l'équilibre de l'interface dans la mèche résulte de la compétition entre les forces capillaires et les pertes de pression dans celle-ci. On comprend aisément que de fortes pertes de pression dans la mèche font croître la poche de vapeur (en déplaçant le liquide, donc par drainage), il est tout aussi facile de comprendre que lorsque les forces capillaires sont plus importantes que les pertes de pression, ce soit le liquide qui envahisse la vapeur, faisant alors reculer l'interface dans la mèche par imbibition. Les pertes de pression dans la mèche étant directement dépendantes de la puissance thermique à vaporiser (i.e. de la vitesse de l'écoulement de la vapeur dans la mèche) alors que les forces capillaires maximales pouvant se développer dans la mèche sont constantes, l'interface (si elle est présente au cœur de la mèche) peut théoriquement se déplacer dans un sens ou dans l'autre uniquement en fonction de la puissance que l'on applique à l'évaporateur. Un changement de puissance décroissant appliqué à un évaporateur capillaire dans lequel une poche de vapeur serait présente pourra donc avoir comme conséquence de faire disparaître (ou au moins diminuer) cette poche.

Enfin, la conclusion donnée dans la troisième partie concernant la présence possible d'un « effet caloduc » dans la mèche nous autorise à mentionner un troisième exemple dans lequel un phénomène d'imbibition peut avoir lieu dans la mèche. Il nous faut pour cela considérer une situation dans laquelle un gradient de température significatif est présent dans la mèche avec un effet caloduc bien développé. Le gradient de pression qui s'établirait alors dans la poche de vapeur pourrait très bien être suffisant pour faire apparaître des phénomènes d'imbibition dans la zone de pression la plus faible, tout en conservant des possibilités de croissance dans d'autres zones de l'interface. Dans la même logique suivant laquelle la condensation de la vapeur peut avoir un rôle important sur le développement d'une poche de vapeur, nous pouvons également citer les observations faites en annexe sur les scénarii possibles d'évolution d'une poche de vapeur isolée. Cette dernière, qui se serait développée lors de fortes puissances par exemple, peut être amenée à rétrécir si l'on applique une puissance plus faible, le flux net de vaporisation au niveau de son interface devenant alors

négatif (la vapeur se condenserait alors sous l'effet du sous-refroidissement apporté par le condenseur).

Dans toutes les situations citées ci-dessus, l'interface se déplace suivant un mode d'imbibition, il nous paraît donc important de prendre en compte ce phénomène dans notre modèle afin de pouvoir explorer plus en détail les différents modes de fonctionnements d'une LHP.

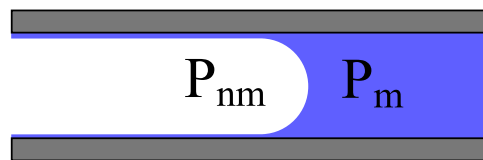
## VII.2 Déplacement par imbibition dans un réseau de pores

Avant de présenter les nouvelles conditions aux limites à appliquer à notre modèle pour simuler le phénomène d'imbibition, nous allons tout d'abord présenter les mécanismes régissant l'imbibition. Comme l'ont montré plusieurs auteurs ([Chapuis and Prat (2007)], [Blunt (1997)]), des différences très importantes sont attendues entre des déplacements de type drainage et imbibition.

### VII.2.1 Mécanismes d'imbibition

#### VII.2.1.1 Invasion des liens

Imaginons que l'on remplisse partiellement un tube capillaire avec un liquide mouillant (et non miscible avec le gaz environnant) et que l'on dispose celui-ci horizontalement (voir figure VII.2).



**Figure VII.2 : Tube capillaire partiellement rempli de fluide mouillant**

La tension de surface du fluide engendre une courbure de l'interface, avec comme conséquence importante la mise en place d'une différence de pression de part et d'autre de l'interface. Il existe une pression inférieure du côté concave du ménisque (du côté du fluide mouillant). La valeur de la différence de pression, que l'on appelle pression capillaire ( $P_c$ ), est directement proportionnelle à la courbure de l'interface (loi de Laplace, Eq. I.1). On comprend alors que sans la présence d'aucune force supplémentaire (comme la gravité ou les forces de friction), l'interface ne peut que se déplacer. Pour que celle-ci reste immobile, il faut que l'égalité Eq. VII.1 soit parfaitement satisfaite.

$$P_{c\_seuil} = P_{nm} - P_m \quad \text{Eq. VII.1}$$

Dans Eq. VII.1,  $P_{c\_seuil}$  est la valeur maximale de la pression capillaire dans le lien considéré et  $P_m$  (resp.  $P_{nm}$ ) la valeur de la pression au niveau de l'interface du côté du fluide mouillant (resp. non mouillant).

Dans le cas où Eq. VII.1 n'est pas satisfaite (en raison de l'application d'une force extérieure par exemple), l'interface se déplace dans un sens ou dans l'autre en fonction de la différence de pression exercée sur celle-ci. En d'autres termes, si l'inégalité Eq. VII.2 est satisfaite, nous nous retrouvons dans le cas déjà étudié de drainage (l'interface se déplace en direction du liquide), si par contre c'est l'inégalité Eq. VII.3 qui est vérifiée, alors l'interface se déplace dans la direction du gaz et l'on se trouve alors dans une situation d'imbibition.

Drainage :

$$P_{nm} - P_m > P_{c\_seuil} \quad \text{Eq. VII.2}$$

Imbibition :

$$P_{nm} - P_m < P_{c\_seuil} \quad \text{Eq. VII.3}$$

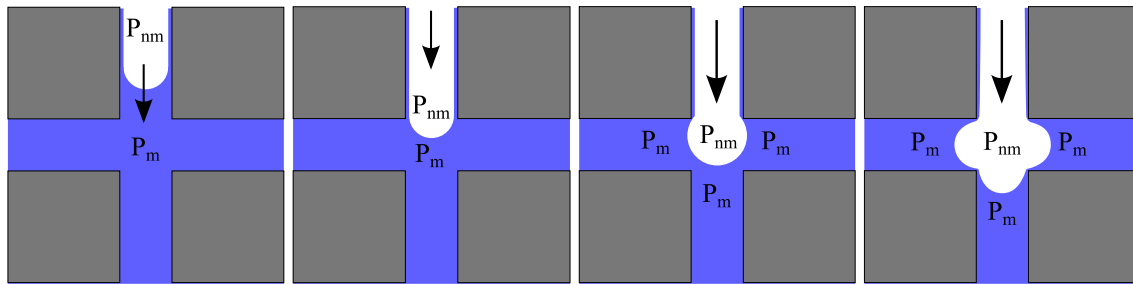
La pression capillaire est par définition toujours positive (car le rayon de courbure du ménisque ne s'inverse pas), ce qui confère un rôle complètement opposé aux forces capillaires en drainage et en imbibition. Si la capillarité peut être vue comme un frein pour le déplacement de l'interface en drainage, elle est au contraire un moteur en imbibition.

#### VII.2.1.2 *Invasion des pores*

Intéressons nous maintenant aux conditions d'imbibition des pores. Afin de faciliter la compréhension, nous allons, de la même manière que pour l'envahissement des liens, faire le parallèle avec le drainage.

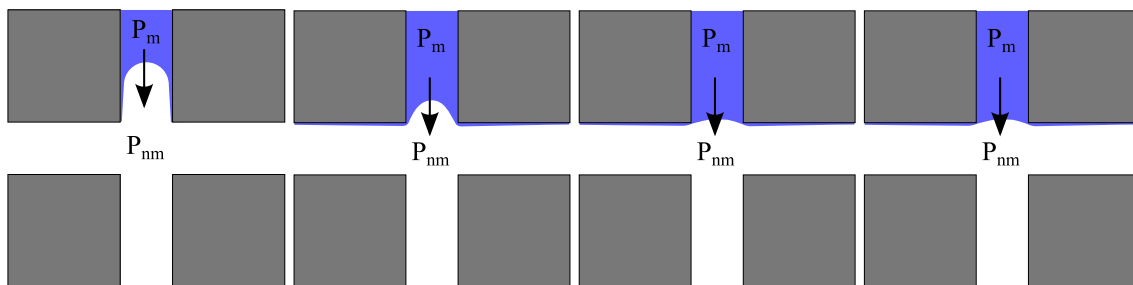
On a vu que dans un réseau de pores, le rayon de courbure seuil des ménisques dans les pores était beaucoup plus grand que dans les liens. La conséquence principale de cette propriété concerne les conditions de blocage des ménisques. Nous allons voir que celles-ci sont très différentes entre le drainage et l'imbibition.

Lors d'une invasion par drainage, les ménisques se retrouvent bloqués en entrée de lien (i.e. en sortie de pores, voir figure VII.3). En effet, si la condition Eq. VII.2 est vérifiée dans un lien, alors quand le ménisque arrive en entrée d'un pore, la pression capillaire à son interface chute (car son rayon de courbure augmente) et donc la condition Eq. VII.2 est inévitablement vérifiée pour le pore, celui-ci est donc obligatoirement envahi. Suivant ce qui vient d'être dit, en drainage, un ménisque ne peut pas se trouver dans un pore (ou en entrée de pore) sans l'envahir. Les conditions de croissance de l'interface seront donc toujours par rapport à la pression capillaire développée dans les liens, les conditions d'invasion des pores n'interviennent pas.



**Figure VII.3 : Blocage des ménisques en sortie de pores dans une situation de drainage**

A l'inverse, lors d'une invasion par imbibition, les ménisques se retrouvent bloqués en entrée de pores (i.e. en sortie de liens, voir figure VII.4). En effet, si l'on suit l'évolution du ménisque de la même manière qu'en drainage, si la condition d'invasion par imbibition Eq. VII.3 est vérifiée dans un lien, lorsque le ménisque arrive en entrée de pore, la pression capillaire à son interface chute et donc la condition Eq. VII.3 n'est plus vérifiée. Ainsi, le ménisque se retrouve bloqué en entrée de pore. Par contre, le rayon de courbure du ménisque dans un pore étant dans tout les cas plus grand que dans un lien, lorsqu'un ménisque se trouve à l'entrée d'un lien, cela signifie nécessairement que celui-ci sera envahi. A l'inverse du drainage, ce sont donc uniquement les conditions d'invasion des pores qui vont être décisives en imbibition.

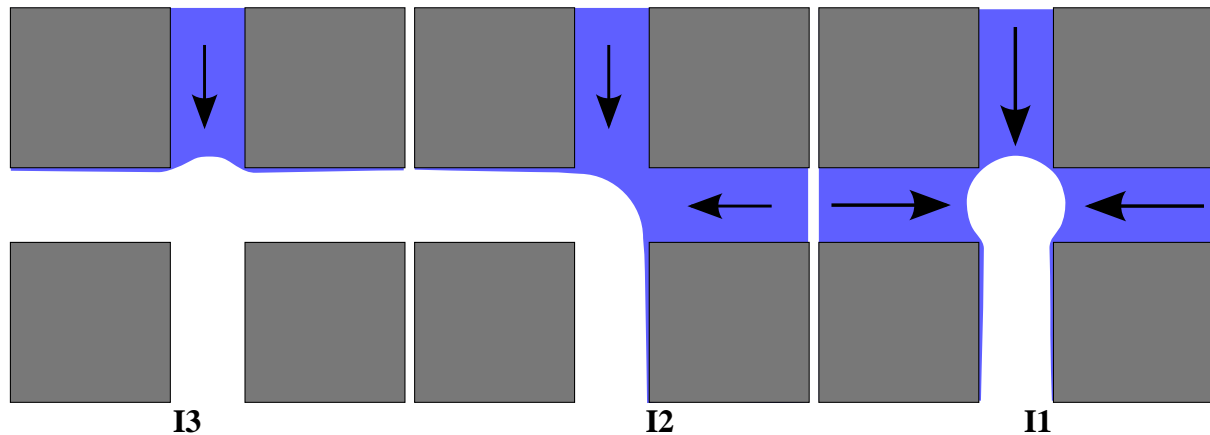


**Figure VII.4 : Blocage des ménisques en entrée de pores dans une situation d'imbibition**

La particularité d'une invasion par imbibition et donc de ne pas permettre l'accès au pore systématiquement comme c'est le cas en drainage. Dans ces conditions, la possibilité d'invasion d'un pore doit se soumettre à l'inégalité Eq. VII.3 et dépend donc directement du rayon de courbure du ménisque dans le pore. Il faut calculer le rayon de courbure des ménisques présents dans les pores, ce qui n'était pas le cas en drainage. De plus, un phénomène coopératif entre les ménisques se met en place, ce qui engende une modification du rayon de courbure dans les pores en fonction de l'état des liaisons adjacentes à ceux-ci.

Lorsque deux liens adjacents à un pore sont entièrement remplis de liquide, celui-ci étant parfaitement mouillant, les deux ménisques formés dans chaque lien vont se rejoindre pour n'en former qu'un seul avec un rayon de courbure différent (plus petit, tout en restant plus grand que le rayon de courbure à l'intérieur des liens). C'est ce que l'on appelle un mécanisme coopératif. Si l'on regarde la figure VII.5, on s'aperçoit que le rayon de courbure, qui est très grand lorsqu'un seul lien adjacent au pore est rempli de liquide devient de plus en plus petit plus il y a de liens adjacents remplis de liquide. La pression capillaire générée sur cette interface va donc être directement dépendante de l'état des liens adjacents. Pour des

réseaux 2D, on rencontre trois possibilités notées I1, I2 et I3 suivant qu'un, deux ou trois liens adjacents au pore sont remplis de vapeur.



**Figure VII.5 : Influence des mécanismes coopératifs en imbibition**

Pour résumer, les mécanismes d'invasion des liens pilotent le drainage alors que les mécanismes (plus complexes) d'invasion des pores pilotent l'imbibition :

- **Drainage** : c'est une surpression dans le gaz qui permet à celui-ci d'envahir le liquide, sa progression n'étant freinée que par les forces capillaires développées dans les liens. Les liaisons de grand diamètre (générant des pressions capillaires plus faibles) sont donc préférablement envahies. Les pores sont également envahis et les ménisques se bloquent en sortie de pores (i.e. en entrée des liens).
- **Imbibition** : ce sont les forces capillaires qui permettent au liquide de pénétrer dans le gaz, on peut voir l'imbibition comme une succion du liquide (qui est comme « aspiré ») par les forces capillaires. Les liens de plus petit diamètre (générant des pressions capillaires plus fortes) sont donc préférentiellement envahis. Les pores sont envahis de façon privilégiée lorsque plusieurs liens voisins le sont aussi et les ménisques se bloquent en entrée de pores.

Que ce soit en drainage ou en imbibition, les ménisques peuvent se bloquer uniquement à la périphérie des pores remplis par le fluide non mouillant (ceux-ci pouvant être caractérisés par l'état I1, I2 ou I3). On comprend alors que dans un tel système, une interface ne peut être stable que si l'inégalité Eq. VII.4 est vérifiée. Cette condition est rendue possible uniquement en raison de la forte différence entre le rayon de courbure des ménisques dans les pores et dans les liens.

$$P_{c\_seuil\_liens} > P_{nm} - P_m > P_{c\_seuil\_pores} \quad \text{Eq. VII.4}$$

### VII.2.2 Modification du modèle pour prendre en compte l'imbibition

Nous reprenons ici le modèle de réseau de pores présenté dans la partie 3 sans modifier ni le modèle géométrique ni les équations de transport de masse et de chaleur. Nous allons simplement voir comment il est possible d'ajouter des conditions aux limites à l'interface afin

d'intégrer les mécanismes d'imbibition présentés précédemment. Nous présenterons également l'algorithme utilisé afin de gérer ce nouveau mode de déplacement.

### VII.2.2.1 Conditions aux limites sur l'interface pour l'imbibition

De la même manière que pour le drainage, quatre cas peuvent être distingués concernant la condition à appliquer sur une interface.

- **Cas E1 : Le ménisque se trouve en entrée d'un lien (voir figure VII.6)**

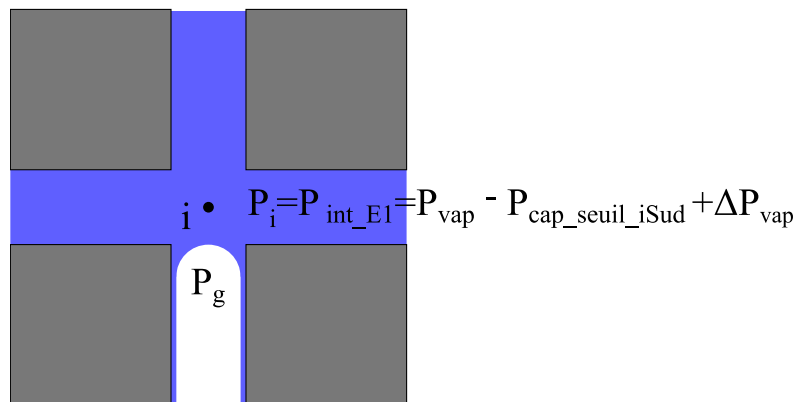
Jusqu'à maintenant, cette situation correspondait à un état dans lequel le pore devait obligatoirement être envahi par drainage sans qu'aucune vérification ne soit nécessaire. Dès lors, une condition de pression était imposée dans le pore correspondant (Eq. VI.10). Si l'imbibition est rendue possible, il devient nécessaire de vérifier si les forces capillaires ne sont pas suffisantes pour pouvoir envahir le lien (Eq. VII.5).

$$P_{i(vap)} - P_{j(liq)} < P_{cap\_seuil\_ij} - \Delta P_{vap} \quad \text{Eq. VII.5}$$

On rappelle que dans Eq. VII.5,  $\Delta P_{vap}$  représente la chute de pression liée au débit de vaporisation à l'interface (voir Eq. VI.11).

Si tel est le cas, la condition limite en pression (Eq. VI.10) est remplacée par (Eq. VII.6). Celle-ci étant toujours imposée directement dans le pore adjacent.

$$P_{i(pore)} = P_{int\_E1} = P_{vap} - P_{cap\_seuil\_ij} + \Delta P_{vap} \quad \text{Eq. VII.6}$$



**Figure VII.6 : Cas E1 : Le ménisque se trouve à l'entrée d'un lien pouvant être envahi**

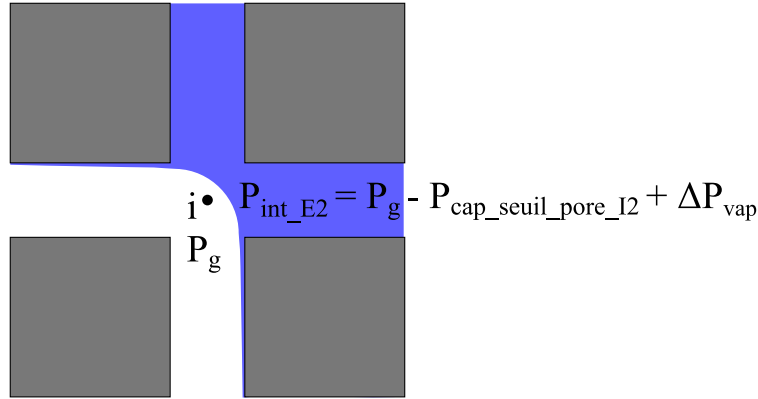
- **Cas E2 : Le ménisque se trouve en entrée d'un pore pouvant être envahi (voir figure VII.7)**

Cette situation intervient lorsque les forces capillaires générées par le ménisque dans le pore sont suffisantes pour faire avancer celui-ci. Pour cela, il faut que la relation (Eq. VII.7) soit vérifiée.

$$P_{i(vap)} - P_{j(liq)} < P_{cap\_seuil\_pore} - \Delta P_{vap} \quad \text{Eq. VII.7}$$

Dans ce cas, on impose une condition limite en pression sur l'interface (Eq. VII.8).

$$P_{int\_E2} = P_{vap} - P_{cap\_seuil\_pore} + \Delta P_{vap} \quad \text{Eq. VII.8}$$



**Figure VII.7 : Cas E2 : Le ménisque se trouve à l'entrée d'un pore pouvant être envahi. Dans cet exemple, le pore est entouré par deux liens envahis de vapeur, le ménisque est donc formé suivant le mécanisme I2**

Comme nous l'avons fait remarquer précédemment, un paramètre supplémentaire joue un rôle dans ce scénario d'invasion avec les mécanismes coopératifs rendus possibles par l'imbibition. Il est par conséquent nécessaire de regarder l'état des liens adjacents au pore à envahir afin de déterminer  $P_{c\_seuil\_pore}$ .

Ces mécanismes coopératifs ont été étudiés en détail par [Blunt and Scher (1995)], qui ont proposé une expression pour le rayon de courbure dans un pore en fonction du nombre de voisins remplis par le fluide non mouillant (Eq. VII.9).

$$R_{n\_seuil} = R_o + \sum_{i=1}^n A_i x_i \quad \text{Eq. VII.9}$$

Dans Eq. VII.9,  $R_{n\_seuil}$  est le rayon de courbure seuil du ménisque,  $n$  correspond au nombre de voisins remplis de fluide non mouillant,  $x_i$  sont des nombres tirés aléatoirement entre 0 et 1 et  $A_i$  des paramètres d'entrée.  $R_o$  est le rayon équivalent du pore

On voit bien à travers cette expression que le rayon de courbure du ménisque augmente avec le nombre de voisins remplis par le fluide non mouillant, ce qui leur confère une pression capillaire plus faible. Cette expression a été développée pour être utilisée dans des modèles de percolation, où les règles d'invasions sont uniquement régies par des potentiels d'invasion. En utilisant Eq. VII.9, il est alors uniquement possible d'attribuer des potentiels aux pores, utiles pour la modélisation de l'imbibition dans un modèle de percolation.

Pour cette raison, cette relation n'est pas directement applicable à notre modèle, car si elle permet de classer les potentiels d'invasion, elle ne donne pas une valeur physiquement



réaliste du rayon de courbure des ménisques. Dans le modèle de [Blunt and Scher (1995)] seule la hiérarchie entre les potentiels d'invasion est importante. Cependant, nous avons absolument besoin d'une valeur réaliste de ce rayon, correspondant aux géométries de nos pores pour pouvoir calculer le champ de pression dans le réseau. L'application directe du modèle de [Blunt and Scher (1995)] nous est impossible car elle nous donnerait des résultats complètement faussés concernant l'écoulement dans le réseau.

Une étude précise du rayon de courbure du ménisque dans chacune des situations présentées ci-dessus a été réalisée par [Chapuis (2006)]. Des relations ont été données pour le calcul de ce rayon pour toutes les géométries envisageables de pores dans le cas de réseaux 2D carrés avec des sections rectangulaires (identique à notre modèle). Ces résultats suggèrent un très grand nombre de possibilités, ainsi qu'un très grand nombre de tests à réaliser pour connaître dans quelle situation l'on se trouve. Nous n'avons pas utilisé ces résultats en raison de leur trop grande complexité vis-à-vis de l'utilisation que nous souhaitons en faire.

Nous avons choisi d'adapter la formule proposée par [Blunt and Scher (1995)] afin de la rendre physiquement réaliste. Pour cela, nous introduisons la taille des liens adjacents au pore dans le terme que l'on ajoute au rayon équivalent du pore (Eq. VII.10).

$$R_{pore\_seuil\_n} = \frac{l_{eq}}{2} + \sum_{i=1}^n A_i x_i \frac{l_i}{2} \quad \text{Eq. VII.10}$$

Dans Eq. VII.10,  $l_i$  représentent les largeurs des liens adjacents au pore remplis par la phase non mouillante. La largeur équivalente du pore  $l_{eq}$  est calculée en fonction de la surface du pore ramenée à la géométrie d'un cercle (Eq. VII.11).

$$l_{eq} = 2\sqrt{\frac{S_{pore}}{\pi}} \quad \text{Eq. VII.11}$$

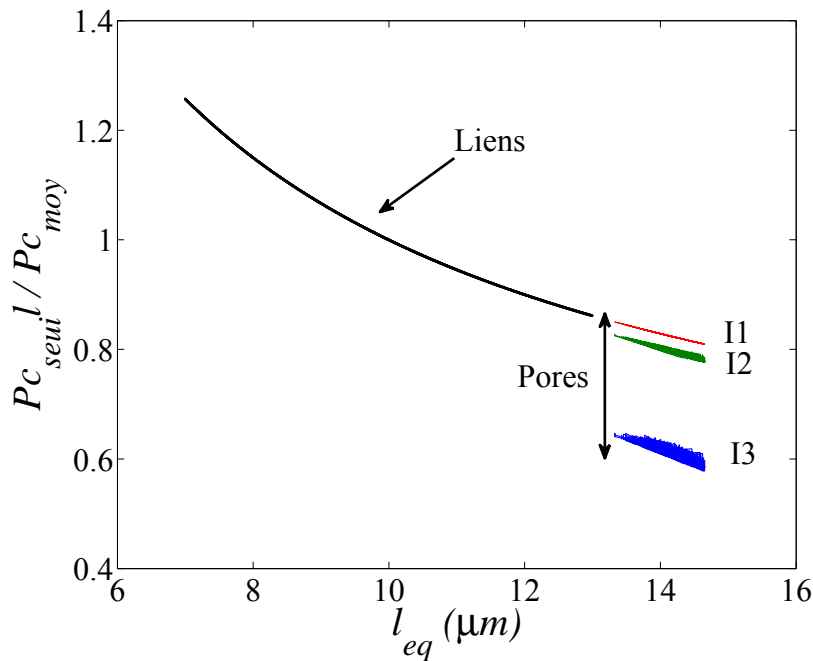
Où  $S_{pore}$  est la surface occupée par le pore.

On a souhaité garder le paramètre aléatoire afin de rajouter un peu de désordre sur le calcul du rayon de courbure, ce qui est un moyen de prendre en compte dans nos simulations les différentes géométries de pores rencontrées.

Ensuite, nous avons calculé les rayons de courbures exacts des pores lorsque ceux-ci ont une géométrie simple (i.e. tous les liens adjacents ont la même taille, tel que le représente notre illustration sur la figure VII.5). Nous avons pour cela utilisé les formules analytiques données par [Lenormand and Zarcone (1984)] et [Chapuis and Prat (2007)]. Ces données nous ont servi à déterminer les coefficients  $A_i$  (la valeur de ces coefficients sont donnés dans le chapitre suivant lors de la présentation de la géométrie sur laquelle sont réalisés les calculs) de manière à ce que les potentiels d'invasions calculés grâce à Eq. VII.10 respectent ces valeurs trouvées analytiquement.

Nous disposons finalement d'une relation nous fournissant un rayon de courbure réaliste, dépendant de la géométrie du pore et respectant les hiérarchies d'invasions établies par [Blunt and Scher (1995)].

La valeur de la pression capillaire seuil adimensionnée par la pression capillaire seuil moyenne des liens est tracée pour les liens et pour les pores suivant les différents scénarios de remplissages possibles sur la figure VII.8 en fonction de la largeur des liens ou de la largeur équivalente dans le cas des pores. Cette courbe permet de se rendre compte de l'importance des mécanismes coopératifs. En effet, lorsqu'un seul lien envahi par du liquide se trouve en entrée de pore, le rayon de courbure est alors très faible (type I3). Par contre, lorsque deux ou trois liens remplis de liquide entrent en contact dans un pore, alors le rayon de courbure devient beaucoup plus grand (type I1 et I2). On remarque qu'il y a très peu d'écart entre les mécanismes de type I1 et I2. On s'attend donc à ce que les ménisques soient majoritairement bloqués sur des interfaces planes en imbibition (i.e. avec un seul lien liquide en contact avec les pores situés sur l'interface).



**Figure VII.8 : Potentiels d'invasion des liens et des pores en imbibition. Les potentiels d'invasion des pores sont portés pour les trois possibilités de coopération de ménisque.**

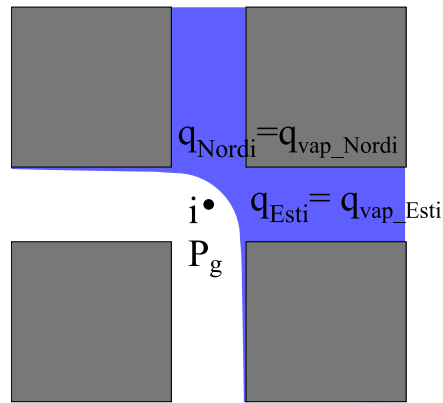
- **Cas E3 : Le ménisque se trouve en entrée d'un pore ne pouvant pas être envahi (voir figure VII.9)**

Cette situation intervient lorsque les forces générées par la capillarité dans le pore ne sont pas suffisantes pour l'envahir. La relation Eq. VII.12 est alors vérifiée.

$$P_{i(vap)} - P_{j(liq)} > P_{cap\_seuil\_pore} - \Delta P_{vap} \quad \text{Eq. VII.12}$$

Dans cette situation, le ménisque ne bouge pas, on impose alors seulement le flux net de vaporisation sur l'interface (Eq. VII.13).

$$q_{ij} = q_{vap\_ij} \quad \text{Eq. VII.13}$$



**Figure VII.9 : Cas E3 : Le ménisque se trouve à l'entrée d'un pore ne pouvant pas être envahi. Dans cet exemple, le pore est entouré par deux liens remplis de liquide, le ménisque est donc formé suivant le mécanisme I2**

- **Cas E4 : Le ménisque se trouve dans un lien ou dans un pore partiellement envahi**

Si la relation Eq. VII.5 est vérifiée, alors on traite ce cas de la même manière que les cas E1, E2 et E3, sinon on applique les conditions aux limites relatives au drainage (cas D1, D2 et D3).

Remarque : De la même manière que lors de la présentation des conditions aux limites pour le drainage, la taille des liens est identique sur toutes les figures présentées ici. Bien évidemment, cela n'est pas le cas dans le modèle où chacun des liens a une taille différente.

#### VII.2.2.2 Hypothèses pour la croissance par imbibition

A partir du moment où la poche de vapeur est connectée aux cannelures, on considère que celle-ci se dépressurise instantanément pour se mettre au niveau de pression des cannelures. De plus, on considère que sa pression reste constante puisqu'elle est égale à la pression des cannelures. Pour cette raison, la vitesse de déplacement de l'interface est alors rapide et nous est directement fournie par le calcul des débits liquides dans les liaisons interfaciales. Nous n'avons donc pas besoin de réaliser un calcul itératif tel qu'on le réalisait en drainage pour connaître le temps d'invasion d'une liaison ou d'un pore. Par contre, tout comme en drainage, on admet que plusieurs ménisques peuvent se déplacer en même temps.

Plusieurs conséquences importantes vont découler de ces nouvelles règles de déplacement de l'interface, concernant essentiellement la création et la gestion des amas piégés.

#### VII.2.2.3 Création d'amas piégés par imbibition

Le liquide pouvant maintenant envahir la poche de vapeur, il est alors possible de fragmenter celle-ci pour former des amas de vapeur déconnectés de l'amas principal. On se retrouve donc avec deux types d'amas piégés, des amas de liquide et des amas de vapeur. La gestion des amas de liquide est réalisée de la même manière que précédemment, ils diminuent à une vitesse déterminée par le flux net de vaporisation à leur interface. Les amas de vapeur doivent maintenant être considérés.

En théorie, la gestion des amas de vapeur ne pose pas de problème particulier car ils vont évoluer exactement de la même manière que l'amas principal initialement déconnecté des cannelures. On présente en annexe les possibilités d'évolution d'un tel amas lorsqu'il est isolé dans le milieu poreux et seul. Cependant, d'un point de vue numérique, il devient complexe de gérer plusieurs amas à la fois. On décide donc dans un premier temps de ne pas considérer l'évolution de ces amas. On fixe simplement leur pression à celle des cannelures (pression qu'ils avaient lors de leur déconnexion) et on suppose qu'ils ne peuvent plus bouger. Cela dit, les amas isolés de vapeur ne peuvent en principe pas être de très grande taille. En effet, l'imbibition privilégiant les pores isolés (de type II, entourés par trois liaisons liquides), l'interface a tendance à reculer en formant un front plat en laissant le moins possible d'amas isolés. Pour autant, nous ne les éliminons pas et ils pourront éventuellement se reconnecter à l'amas principal dans une étape ultérieure.

#### VII.2.2.4 Possibilités de reconnexion des amas piégés

Jusqu'à présent, un amas piégé n'avait aucune possibilité de se reconnecter à l'amas principal car seule la phase non mouillante augmentait de volume. Maintenant que l'interface peut se déplacer dans les deux directions, les amas piégés peuvent éventuellement se raccorder à l'amas principal. Nous allons étudier les possibilités de reconnexion des amas liquides et vapeurs séparément.

- Reconnexion des amas liquides

Avec les règles que nous nous sommes fixées, l'interface d'un amas liquide ne peut se trouver qu'à la périphérie de pores envahis par de la vapeur ou bien dans une liaison. Une première reconnexion évidente peut se faire par l'intermédiaire d'un pore, qui en se remplissant de liquide par imbibition établirait directement le contact avec l'amas piégé. Il faut néanmoins pour cela que la liaison en regard de l'amas piégé adjacente au pore soit entièrement remplie de liquide. Si la liaison en question n'est que partiellement remplie de liquide (et que l'interface se trouve alors dans cette liaison), il restera un bouchon de vapeur, qui empêchera la reconnexion de l'amas. Cette situation a toutes les chances de se produire en raison des règles de gestion des amas déconnectés présentées au chapitre précédent. En effet, dans notre modèle, toutes les liaisons présentes sur une interface se vident proportionnellement au flux net de vaporisation à leur interface. On se retrouve donc confronté à une deuxième possibilité de reconnexion, par les liaisons. En effet, un bouchon de vapeur n'entrave pas nécessairement la communication entre deux amas, en raison des films liquides. Si le bouchon est suffisamment petit, on considère que celui-ci n'obstrue pas le passage du liquide et donc que les deux amas sont reconnectés. Comme nous prenons de surcroît un liquide parfaitement mouillant, la reconnexion par les films est d'autant plus facile. Nous avons évalué la taille maximale du bouchon autorisant le passage du liquide à 50% du volume de la liaison comme première approximation. Cette règle supplémentaire a été choisie arbitrairement par manque de données sur ce sujet. Des études détaillées plus poussées seraient nécessaires pour évaluer de façon plus précise ce paramètre. Il serait également intéressant d'évaluer son impact sur le comportement global du modèle.

- Reconnexion des amas vapeur

On a vu que même si ceux-ci étaient marginaux, des amas de vapeur avaient la possibilité de se former. Toujours en raison des règles d'invasion, l'interface de tels amas se trouve nécessairement à la périphérie de pores remplis de vapeur, exactement de la même manière que pour les amas liquides. La reconnexion de ces amas ne va donc être possible que

par l'intermédiaire d'une liaison. De même, comme précédemment, cette liaison peut très bien se retrouver partiellement remplie de liquide, ce sera d'ailleurs le cas pour la majorité de celles-ci. Cependant, une règle implicite à prendre en compte pour autoriser le drainage d'une liaison concerne la nécessité pour le pore adjacent à celle-ci d'être rempli de liquide, sans quoi le liquide drainé ne peut pas quitter la liaison. Une liaison se trouvant à l'interface d'un amas de vapeur sera au contraire dans tout les cas connectée à un pore rempli de vapeur et ne pourra donc pas être drainée. En d'autres termes, le liquide contenu dans cette liaison va constituer un bouchon qui va entraver la communication de l'amas de vapeur principal avec l'amas de vapeur piégé. Toujours de la même façon que précédemment, ce bouchon de liquide ne va pas obligatoirement obstruer complètement le passage de la vapeur, en raison des films liquides. En effet, le liquide étant supposé parfaitement mouillant, celui-ci va préférentiellement se mettre dans les angles des liaisons et permettre ainsi à la vapeur de s'écouler. Ici aussi, nous prenons comme taille critique du bouchon liquide la taille correspondant à un taux de remplissage de la liaison de 50%. De la même façon que précédemment, cette valeur a été choisie arbitrairement et mériterait une analyse plus approfondie. Suivant ce procédé, les amas de vapeur peuvent se reconnecter à l'amas principal par l'intermédiaire d'un pore lorsque la liaison adjacente à celui-ci est saturée en vapeur au moins à hauteur de 50%.

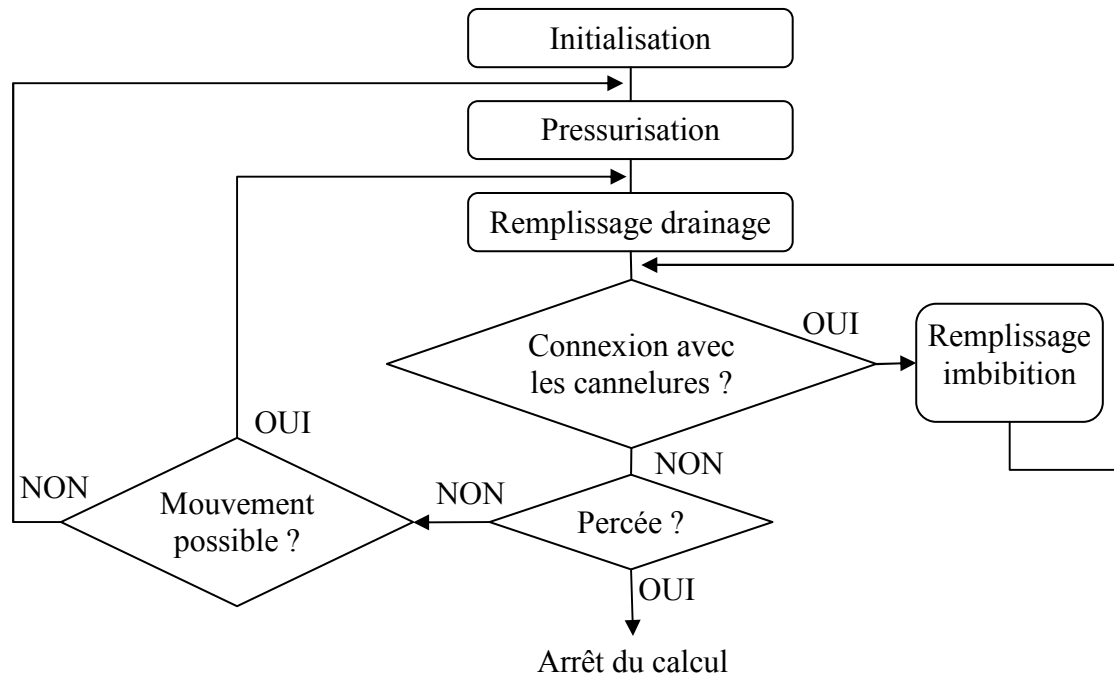
#### VII.2.2.5 *Nouvel algorithme de croissance*

L'algorithme général de croissance est présenté sur la figure VII.10. Sur cet algorithme, le « remplissage drainage » correspond à l'algorithme de remplissage présenté au chapitre III sur la figure III.15.

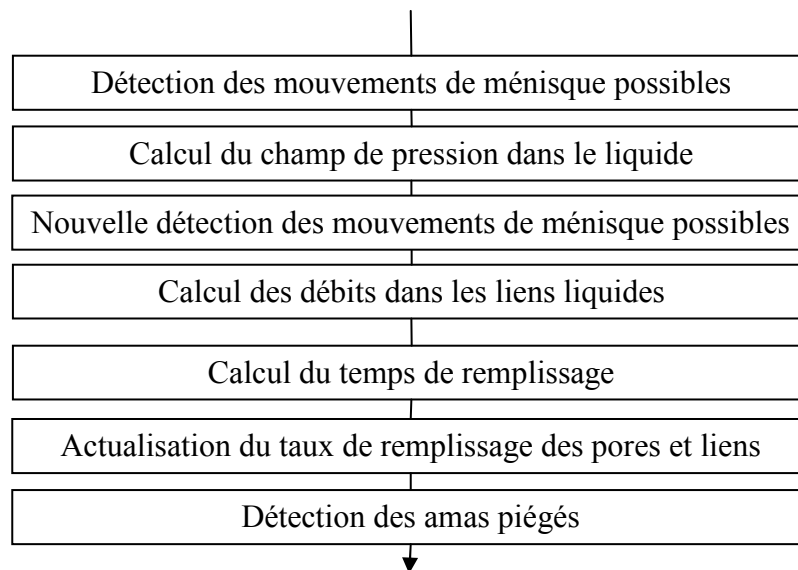
L'algorithme de « remplissage imbibition » est présenté sur la figure VII.11. De la même manière qu'en drainage, plusieurs ménisques peuvent bouger simultanément. Le temps de remplissage correspond ici au temps d'invasion du pore ou du lien qui se remplit le plus vite. Le temps de remplissage d'un pore ou d'un lien est calculé directement à partir du débit liquide arrivant dans ce pore ou ce lien ainsi qu'à son volume. Les équations Eq. VII.14 et Eq. VII.15 réalisent ce calcul, respectivement pour un pore et pour un lien.

$$t_{remplissage\_pore\_i} = \frac{V_{pore\_i}}{\sum_j q_{ij}} \quad \text{Eq. VII.14}$$

$$t_{remplissage\_lien\_ij} = \frac{V_{lien\_ij}}{q_{ij}} \quad \text{Eq. VII.15}$$



**Figure VII.10 : Algorithme de calcul principal prenant en compte l'imbibition**



**Figure VII.11 : Algorithme de remplissage en imbibition**

### VII.3 Conclusion

Si l'intérêt de modéliser l'imbibition pour étudier complètement le fonctionnement d'un évaporateur capillaire est indiscutable, ils n'en reste pas moins que les mécanismes supplémentaires à prendre en compte sont nombreux et complexes. L'accroissement des

possibilités d'invasion, ajouté aux mécanismes coopératifs entre ménisques ainsi que la création d'amas de vapeur témoignent de ces nombreuses difficultés. De plus, même si nous n'avons pas particulièrement insisté sur ces points, de nombreuses nouvelles hypothèses ont été introduites, celles-ci étant plus ou moins discutables. Parmi les plus importantes, on peut citer la soudaine décompression de la poche de vapeur lorsque celle-ci entre en contact avec les cannelures ou encore les possibilités de reconnexion des amas. Concernant ce dernier point, une étude plus poussée serait très certainement nécessaire pour connaître la taille minimale d'un bouchon liquide ou vapeur. Les hypothèses réalisées ici peuvent donc être vues comme des règles fixées par notre modèle. Cependant, les conséquences de celles-ci ne devraient intervenir que lorsqu'un scénario d'oscillation se met en place dans la mèche (provoqué par un phénomène de mouillage-démouillage). Nous reviendrons sur ce point lors de la description de ce phénomène particulier d'oscillation dans le prochain chapitre.

Nous verrons dans le chapitre IX que dans le cas d'une modélisation stationnaire, ce modèle est par contre beaucoup plus facile à mettre en œuvre car il lève toutes les ambiguïtés concernant les amas piégés, ceux-ci n'étant tout simplement plus considérés.





## Chapitre VIII Exploitation du modèle dans une situation d'évaporateur capillaire

On utilise dans ce chapitre le modèle développé précédemment dans le but d'apporter des éléments de compréhension face à certaines situations observées dans un évaporateur capillaire. Pour cela, les caractéristiques de notre réseau de pores seront choisies de telle sorte qu'elles soient représentatives d'une mèche poreuse de LHP. Nous présenterons en premier des résultats statistiques concernant le mode de croissance d'une poche de vapeur soumise à différentes charges thermiques. L'influence de la conductivité de la mèche poreuse sera étudiée. Ensuite, nous parlerons de façon plus détaillée d'un phénomène particulier, observable sous certaines conditions, qui entraîne un comportement oscillatoire de l'évaporateur capillaire.

### VIII.1 Modèle numérique

#### VIII.1.1 Modèle géométrique

Contrairement aux chapitres précédents, dans lesquels la géométrie du réseau de pores étudiée était représentative d'un milieu poreux modèle, nous allons utiliser ici une géométrie beaucoup plus proche de celle rencontrée dans une mèche d'évaporateur capillaire. Les caractéristiques du milieu poreux étudié (qui sont résumées dans le tableau VIII.1) sont similaires à celles rencontrées dans un évaporateur, proches de celles utilisées par [Figs (1996)] et [Coquard (2006)]. De la même manière que dans les chapitres précédents, nous utilisons une loi de distribution uniforme discrète pour l'attribution de la taille des liens. La perméabilité  $K$ , calculée à partir de (Eq. VIII.1) est ici de l'ordre de  $1.1 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$ .

$$U = \frac{K}{\mu H} \Delta P \quad \text{Eq. VIII.1}$$

Dans Eq. VIII.1,  $\Delta P$  est la différence de pression entre la face d'entrée et la face de sortie du réseau et  $U$  est la vitesse de filtration, calculée par Eq. VIII.2.

$$U = \frac{Q}{eW} \quad \text{Eq. VIII.2}$$

Dans Eq. VIII.2,  $Q$  est le débit volumique total relevé sur la face de sortie du réseau.

Quelques résultats présentés dans ce chapitre sont des statistiques établies à partir d'un grand nombre de réalisations (nous appelons réalisation un tirage aléatoire de la distribution des tailles des liens). Pour cette raison, la taille du domaine de calcul nous est limitée par le

temps de calcul. Un réseau carré de 35 pores par côté constituait un bon compromis entre le temps de calcul et une taille suffisante pour tirer des conclusions applicables à l'évaporateur. En effet, même si l'on peut considérer à première vue que le réseau choisi comprend peu de pores, il est suffisant pour faire apparaître tous les phénomènes que l'on souhaite étudier, comme la génération de digitations, la communication de la poche de vapeur avec les cannelures ou encore des phénomènes de mouillage et démouillage entraînant des oscillations.

$l_{min}$	$7 \mu m$
$l_{max}$	$13 \mu m$
Pas de discrétisation	$0.01 \mu m$
$d$	$40 \mu m$
$e$	$15 \mu m$
Largeur $W$	$1.4 mm$
Hauteur $H$	$1.4 mm$
Nombre de pores sur la largeur	35
Nombre de pores sur la longueur	35
Porosité	0.44

**Tableau VIII.1 : Caractéristiques du réseau de pores utilisé**

Les paramètres utilisés pour simuler l'imbibition sont présentés dans le tableau VIII.2.

$A1$	$0$
$A2$	$0.1$
$A3$	$1$

**Tableau VIII.2 : Paramètres d'entrée pour la modélisation de l'imbibition**

Le fluide utilisé est de l'ammoniac, les propriétés utilisées sont données dans le tableau VIII.3.

		En phase liquide	En phase vapeur	Unité
Conductivité thermique	$\lambda_f$	0.53	0.025	$W.m^{-1}.K^{-1}$
Masse volumique	$\rho_f$	625	4.87	$kg.m^3$
Viscosité dynamique	$\mu_f$	$1.53 \cdot 10^{-4}$	$9.36 \cdot 10^{-6}$	Pa.s
Capacité calorifique	$Cp_f$	4676	2841	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
Chaleur latente	$L_v$		1225580	$J.kg^{-1}$
Tension superficielle	$\sigma$		0.0296	$N.m^{-1}$

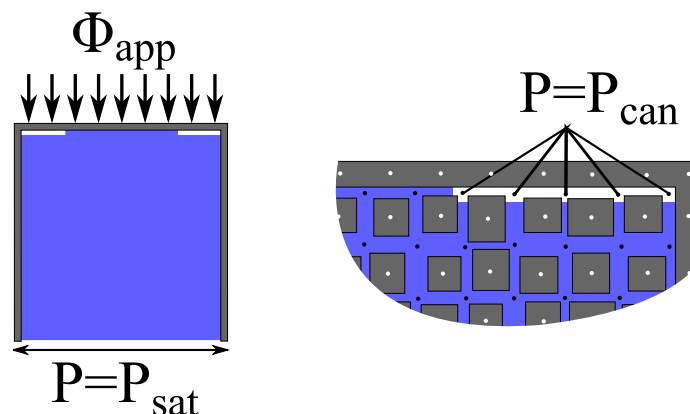
**Tableau VIII.3 : Propriétés de l'ammoniac à  $T_{sat} = 283 K$  et  $P_s(T_{sat}) = 615050 Pa$**

Une différence par rapport aux géométries précédentes est que l'on ne considère pas ici d'épaisseur pour la base du réseau. Il ne pourra donc pas y avoir de transferts thermiques par conduction entre deux nœuds solides dans ce modèle. En effet, la prise en considération de la base du réseau augmente considérablement la conductivité effective du milieu poreux. Il nous était nécessaire de considérer celle-ci seulement pour la comparaison des résultats avec l'expérience, dans un but de validation du modèle.

VIII.1.2 Conditions aux limites

La majorité des conditions aux limites sont similaires à celles que nous avons présentées dans les chapitres précédents. Toutefois, pour tenir compte, aussi bien des caractéristiques des contacts entre la microstructure de la mèche et l'ailette, que de la présence de cannelures, des adaptations particulières ont dû être consenties. De plus, afin d'utiliser au maximum le modèle développé jusqu'à présent, sans trop en modifier la conception, nous avons fait en sorte que ces adaptations restent cohérentes avec ce que nous avons présenté jusqu'ici. Compte tenu de toutes ces remarques, les conditions aux limites retenues sont les suivantes.

La figure VIII.1 présente une vue générale des conditions aux limites appliquées au réseau ainsi qu'une vue détaillée des conditions aux limites considérées pour modéliser les cannelures.



**Figure VIII.1 : Présentation des conditions aux limites que nous avons adaptées par rapport au modèle précédent. Les nœuds « fluides » sont représentés en noir et les nœuds « solide » en blanc.**

VIII.1.2.1 *Face d'application de la puissance*

La principale modification est de prendre en considération la présence de cannelures. Nous réalisons cela de façon très simple, en considérant que quelques pores (nous avons choisi comme première hypothèse 5 pores à chaque extrémité) situés sur la première rangée en contact avec la bordure métallique constituent les cannelures. Nous appliquons donc une condition limite en pression dans ceux-ci, égale à la pression de saturation augmentée par la chute de pression engendrée par l'écoulement du fluide dans la boucle (chute de pression qui est ici un paramètre de calcul).

Concernant l'aspect thermique, la température des pores formant la cannelure est calculée de façon similaire à tous les pores du réseau. La face supérieure du réseau est fermée de la même manière que dans les modèles précédents, par une bordure métallique, qui est modélisée par une première rangée de nœuds solides. De même, la puissance est appliquée tout le long de cette bordure métallique, ce qui a pour conséquence de réchauffer la vapeur sortant par les cannelures.

Une remarque peut être faite sur la modélisation des cannelures. Cette modélisation nous permet de considérer facilement différentes conditions aux limites. En particulier, cela nous permet de tester une situation où les cannelures sont noyées de liquide au démarrage.

#### VIII.1.2.2 *Faces latérales*

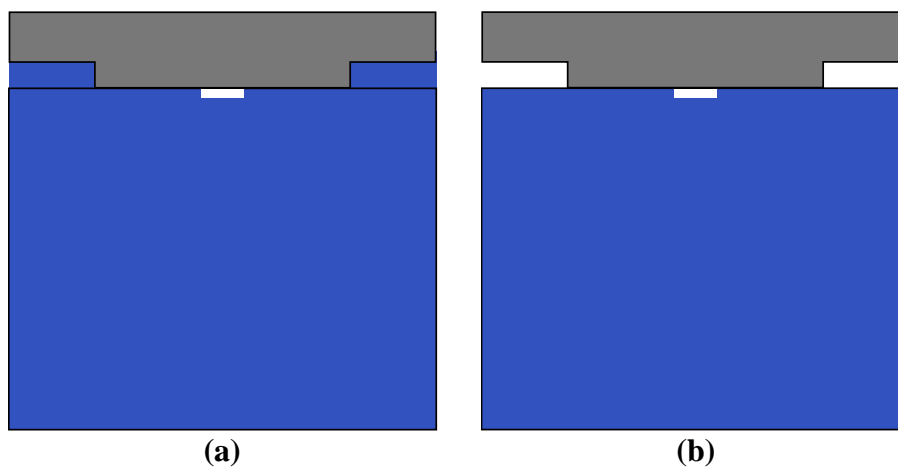
La bordure métallique sur les bords latéraux du réseau est conservée mais on lui attribue une conductivité thermique nulle, si bien que le flux de chaleur ne peut pas trouver de chemin privilégié par les bords du réseau. De même, comme précédemment, le réseau est supposé parfaitement isolé sur ses faces latérales, une condition de flux nul est alors imposée.

#### VIII.1.2.3 *Face d'alimentation en liquide*

Concernant l'aspect hydrodynamique, nous appliquons toujours une condition de pression constante égale à la pression de saturation du fluide. En ce qui concerne l'aspect thermique, nous appliquons ici une température constante et uniforme, égale à la température de saturation. On néglige donc le sous-refroidissement en provenance du condenseur.

### VIII.1.3 Conditions initiales

La condition initiale qui a été retenue est une température uniforme égale à la température de saturation. Nous choisissons également un site de nucléation considéré initialement rempli de vapeur qui occupe les 5 pores du milieu de la face de la mèche sur laquelle on applique la puissance (voir figure VIII.2).

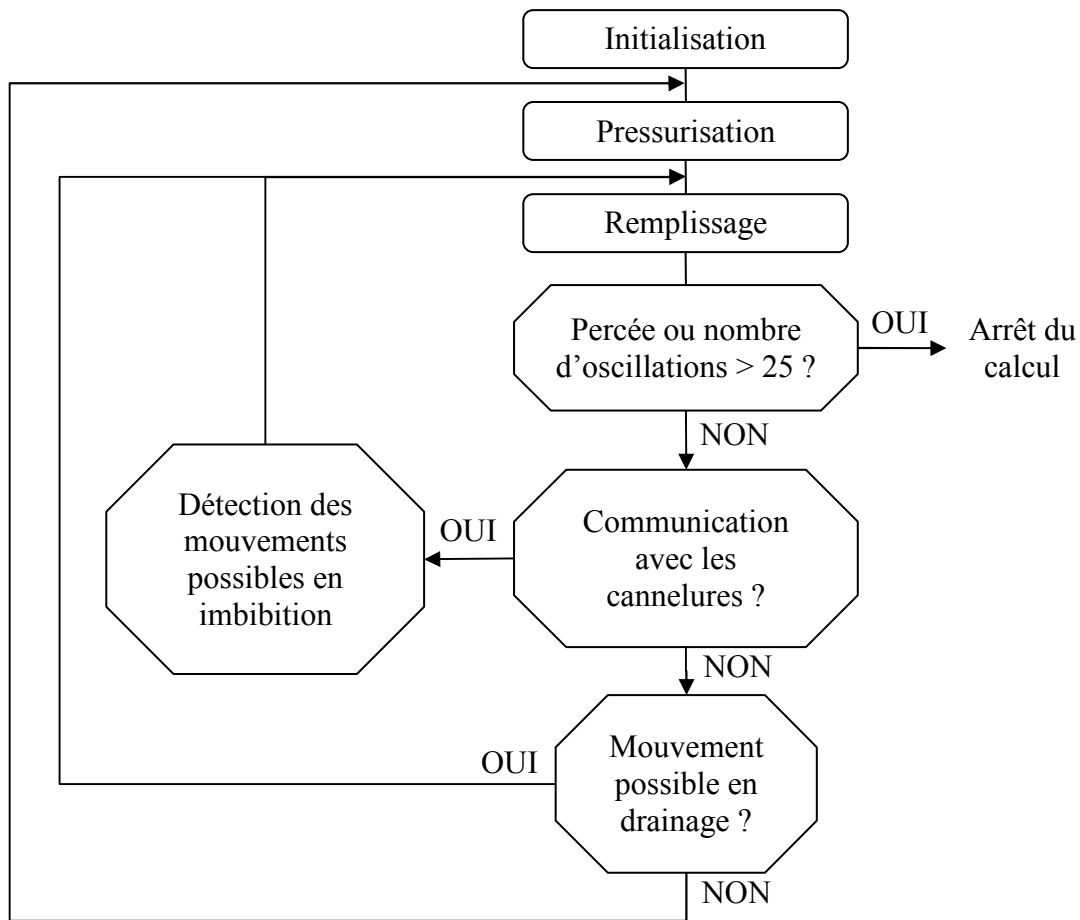


**Figure VIII.2 : Représentation des deux conditions initiales considérées. (a) les cannelures sont remplies de liquide et (b) les cannelures sont remplies de vapeur.**

### VIII.1.4 Déroulement des calculs

Pour la situation de démarrage où les cannelures sont remplies de liquide, la géométrie choisie étant petite, nous arrêtons les calculs lorsque la poche de vapeur a atteint la face d'alimentation liquide. Cela n'est pas le cas pour les régimes présentant des oscillations entretenues ou nous arrêtons les calculs après plusieurs oscillations.

Une précision doit être donnée concernant la gestion des deux modes de croissance possibles que sont le drainage et l'imbibition. Afin de ne pas trop complexifier le modèle, nous avons choisi de ne considérer qu'un seul mode de croissance pendant une étape. Autrement dit, si les conditions de pression font que la croissance de la poche par drainage est rendue possible, alors nous ne testerons pas la stabilité des ménisques vis-à-vis de l'imbibition. Plus simplement, cela revient à dire que seul le drainage est admis lorsque la poche est déconnectée des cannelures (situation où la pression en son sein augmente sous l'effet de la vaporisation) alors qu'à l'inverse, seule l'imbibition est considérée lorsque la poche de vapeur est connectée aux cannelures (situation où la pression en son sein est beaucoup plus faible et égale à la pression des cannelures). L'algorithme décrivant ce processus d'invasion est présenté sur la figure VIII.3.



**Figure VIII.3 : Algorithme d'invasion**

Dans l'algorithme présenté sur la figure VIII.3, l'étape de remplissage est réalisée de la même manière que ce que nous avons présenté précédemment (voir figure III.15). Lorsque l'invasion a lieu en imbibition, cette étape consiste simplement à remplir les liens et pores sélectionnés à la vitesse donnée par les débits liquides. En effet, comme la poche de vapeur est considérée à pression uniforme et constante pendant cette phase, il n'est pas nécessaire de réaliser plusieurs itérations pendant cette étape.

## VIII.2 Simulation d'une situation de démarrage

Dans tous les résultats que nous présentons dans ce chapitre, nous avons souhaité étudier l'influence de la conductivité thermique de la mèche poreuse à travers l'utilisation de propriétés représentatives d'une mèche conductrice et isolante. Les propriétés utilisées sont présentées dans le tableau VIII.4. Les propriétés de la mèche conductrice sont prises telles qu'elles soient proches des propriétés du nickel et celle de la mèche isolante du PTFE.

		Conductrice	Isolante	Unité
Conductivité thermique	$\lambda_s$	90	0.2	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Conductivité thermique effective en phase liquide	$\lambda_l^*$	23.13	0.26	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Conductivité thermique effective en phase vapeur	$\lambda_v^*$	10.31	0.12	$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
Masse volumique	$\rho_s$	8900	2160	$\text{kg.m}^3$
Capacité calorifique	$Cp_s$	440	1000	$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$

**Tableau VIII.4 : Propriétés thermiques utilisées pour le matériau constitutif de la mèche poreuse**

Lorsque nous présentons des résultats statistiques, il s'agit de moyennes réalisées sur un total de 500 réalisations.

### VIII.2.1 Cannelures remplies de liquide

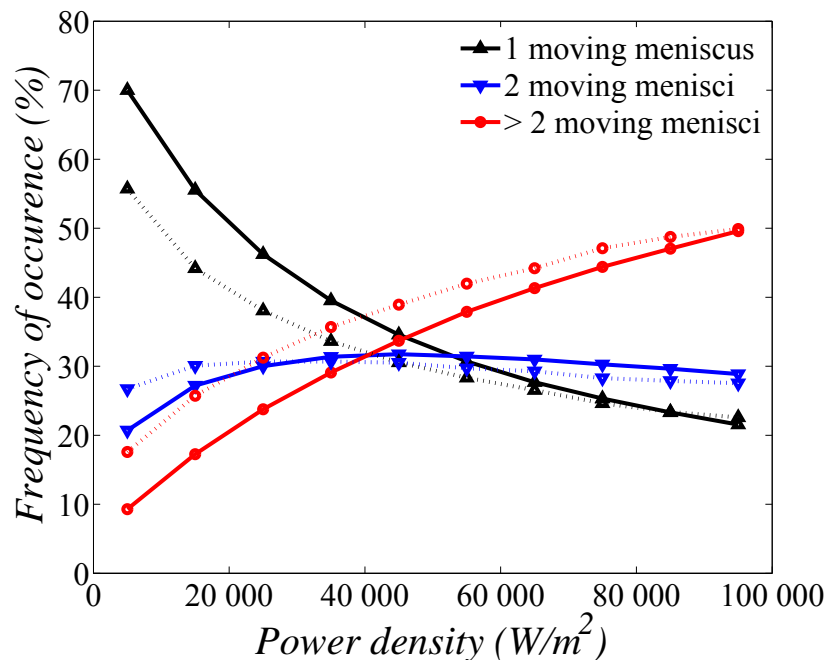
Les résultats présentés dans ce paragraphe se concentrent sur la croissance d'une poche de vapeur sous l'ailette lorsque les cannelures sont remplies de liquide. Dans cette situation, aucun flux ni thermique ni massique n'est donc autorisé dans les cannelures. Nous faisons ici le choix de ne pas considérer d'écoulement du liquide dans les cannelures, tout en étant conscient que cette hypothèse peut être remise en question sous certaines conditions initiales de l'évaporateur.

#### VIII.2.1.1 *Comportement de la poche de vapeur en fonction de la densité de puissance*

La densité de puissance appliquée au milieu poreux a une influence importante sur le mode de croissance de la poche de vapeur. Comme nous l'avons vu, le mode de croissance est caractérisé par le nombre d'invasions simultanées. La figure VIII.4 présente en pourcentage le nombre d'occurrence où l'on rencontre une seule invasion, deux invasions et trois invasions simultanément en fonction de la densité de puissance appliquée pour des mèches conductrices et isolantes. Cette figure peut être vue comme représentant le mode de croissance de la poche de vapeur. En effet, lorsqu'une seule invasion se produit dans la majorité des étapes de remplissage, nous pouvons considérer que la croissance est pilotée par la capillarité uniquement, alors que lorsque plusieurs invasions ont lieu simultanément pour la plupart des étapes, nous sommes dans un domaine piloté à la fois par la capillarité et la viscosité.

On remarque que l'influence de la conductivité thermique est faible et ce particulièrement pour les fortes densités de puissances. Cela se comprend facilement car c'est

le débit vaporisé qui pilote la dynamique de croissance de la poche et celui-ci est essentiellement dépendant de la densité de puissance appliquée et non de la conductivité thermique équivalente de la mèche.

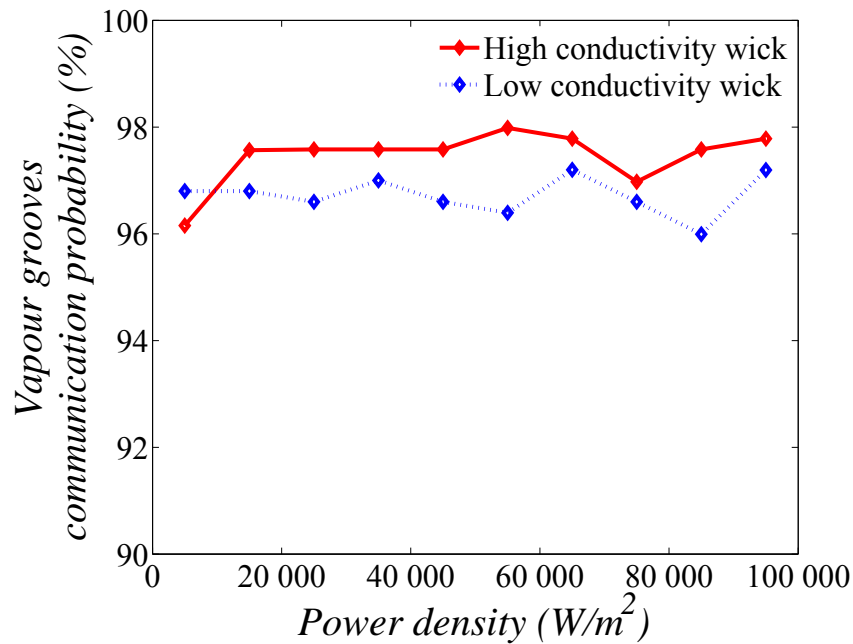


**Figure VIII.4 : Statistique sur le nombre d'invasions simultanées en fonction de la densité de puissance appliquée pour une mèche conductrice (en trait plein) et pour une mèche isolante (en traits pointillés)**

L'allure de ces courbes suggère qu'une transition de mode de croissance s'opère en fonction de la densité de puissance appliquée à l'évaporateur au démarrage. En effet, si l'on peut raisonnablement considérer que la croissance de la poche de vapeur n'est pas (ou très peu) influencée par la viscosité (et donc l'écoulement liquide dans la mèche) pour les faibles puissances, cela n'est plus vrai pour des puissances élevées. Pour une densité de puissance légèrement supérieure à 45 000 W/m<sup>2</sup>, on constate que l'on a plus de chance de voir plusieurs invasions simultanées qu'une seule, ce qui nous place dans un régime de croissance visqueux. De plus, le gradient de pression dans la mèche étant défavorable, le régime à considérer est alors un régime présentant de fortes digitations en direction de l'alimentation liquide.

#### VIII.2.1.2 Communication avec les cannelures

Un point particulièrement intéressant à étudier dans cette situation concerne les chances données à la poche de vapeur d'atteindre les cannelures et favoriser ainsi le démarrage en alimentant les cannelures en vapeur. La figure VIII.5 présente ce résultat, toujours pour une mèche conductrice et une mèche isolante en fonction de la densité de puissance.



**Figure VIII.5 : Probabilité que la poche de vapeur créée dans la mèche atteigne les cannelures**

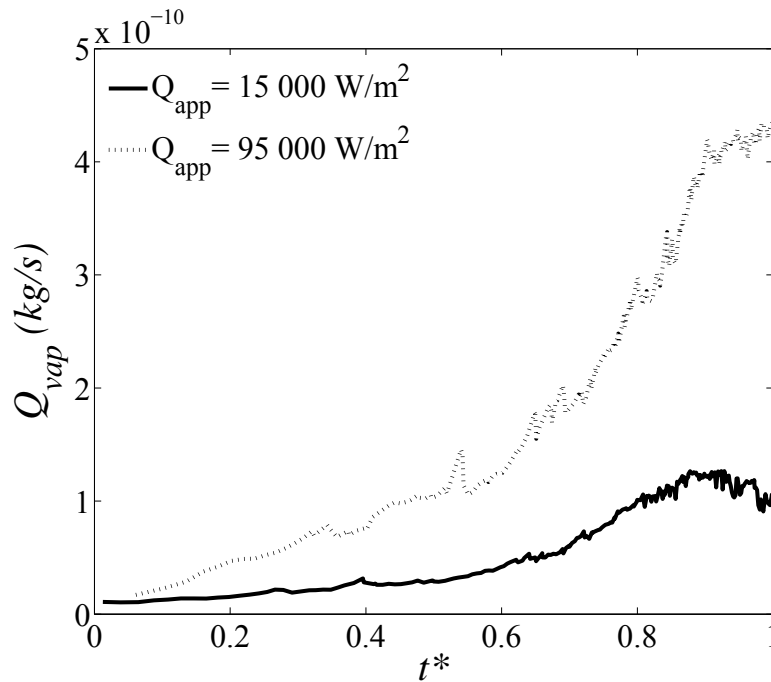
Contrairement à ce que l'on aurait pu penser a priori, la probabilité que la poche de vapeur rencontre les cannelures est très haute et ce même pour les densités de puissance élevées. De plus, il n'y a pas de différences significatives entre une mèche conductrice et isolante. Ce résultat, qui peut paraître surprenant après ce que nous avons dit sur le mode de croissance de la poche de vapeur précédemment s'explique en fait par la dynamique de croissance de l'interface.

En effet, si le débit total de vaporisation, qui est nécessairement plus faible pour les faibles densités de puissance que pour les grandes, explique la différence de mode de croissance, il est intéressant de remarquer que ce débit de vaporisation n'est pas constant pendant la croissance de la poche de vapeur. Celui-ci est dans tous les cas faible au début de la croissance puis augmente à mesure que la poche de vapeur grandit. Nous allons illustrer ce phénomène à travers l'exemple d'une réalisation particulière dans le prochain paragraphe.

### VIII.2.1.3 Etude d'une réalisation particulière

Nous choisissons de présenter des résultats réalisés avec une mèche conductrice. La figure VIII.6 présente le débit total de vaporisation en fonction du temps adimensionné par le temps mis par la poche pour atteindre la face d'alimentation liquide.





**Figure VIII.6 : Evolution du débit de vaporisation en fonction du temps pour différentes densités de puissances dans une mèche conductrice**

Les fluctuations observées sur la figure VIII.6 peuvent être principalement attribuées à l'évolution de la forme de la poche de vapeur. On peut également citer les fluctuations de pression dans la poche de vapeur qui influencent la température de saturation à l'intérieur de la poche d'une part et la création d'amas liquides d'autre part comme étant des phénomènes également responsables de ces fluctuations.

Cette augmentation du débit de vaporisation va se répercuter sur la vitesse de croissance de la poche et donc influencer sur le nombre capillaire de l'écoulement. Nous présentons sur la figure VIII.7 l'évolution du nombre capillaire correspondant à la densité de puissance la plus faible et la plus grande (respectivement 15 000 W/m<sup>2</sup> et 95 000 W/m<sup>2</sup>).

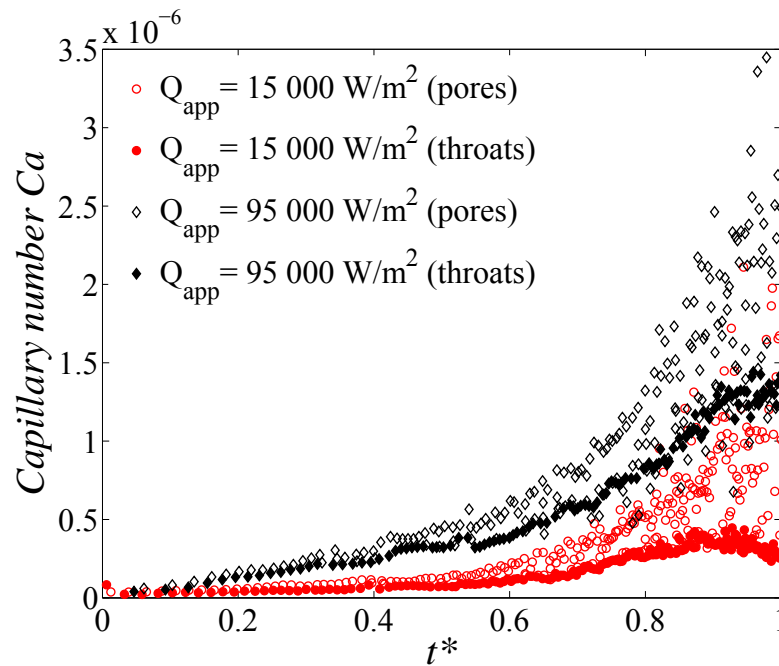
Le nombre capillaire est calculé en fonction du débit liquide sortant de la mèche par Eq. VIII.3.

$$Ca = \frac{\mu_v U}{\sigma} \quad \text{Eq. VIII.3}$$

Dans Eq. VIII.3,  $U$  représente la vitesse de filtration calculée par Eq. VIII.4.

$$U = \frac{q_l}{eW} \quad \text{Eq. VIII.4}$$

Dans Eq. VIII.4,  $q_l$  est le débit liquide sortant du réseau.



**Figure VIII.7 : Evolution du nombre capillaire en fonction du temps pour une mèche conductrice. Le nombre capillaire obtenu lors de l'invasion de pores est différencié de celui obtenu lors de l'invasion de liens.**

On constate tout d'abord que le nombre capillaire augmente au cours du temps, comme attendu. On rappelle que le nombre capillaire est calculé à partir du débit liquide sortant de la mèche, lui-même étant directement dépendant de l'écoulement du liquide dans la mèche. Or, l'écoulement du liquide dans la mèche est provoqué par la croissance de la poche de vapeur. Il est donc normal qu'en fonction de la direction de croissance de la poche, l'écoulement résultant soit différent et donc le nombre capillaire également. Cela explique les variations observées du nombre capillaire entre chaque étape de remplissage.

A travers cette courbe, on peut donc directement voir l'impact de la croissance d'une poche de vapeur sous l'ailette lorsque les cannelures sont remplies par du liquide. La principale conséquence étant de chasser du liquide de la mèche en direction du cœur liquide. Dans cette situation, on se retrouve donc face à un phénomène de « reverse flow » important, qui dure tant que la poche de vapeur continue à croître.

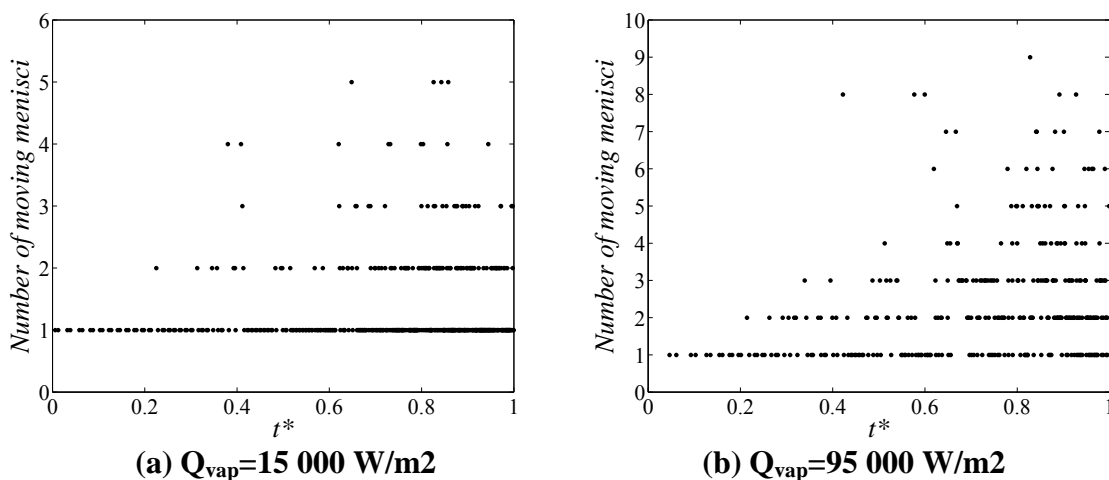
Plusieurs phénomènes peuvent limiter ou arrêter la croissance de la poche de vapeur. Tout d'abord, la vidange des cannelures, que ce soit par vaporisation du liquide ou par déplacement de celui-ci, sous réserve que la poche de vapeur communique avec les cannelures. Le sous-refroidissement peut également limiter la croissance de la poche en ayant une action de condensation sur la vapeur. On peut d'ailleurs remarquer la présence de ce phénomène sur la figure VIII.6. On constate que le débit de vaporisation a tendance à ne plus augmenter, voire même à diminuer légèrement sur la toute fin de la croissance. Cela est attribué à de la condensation se produisant sur la partie de la poche de vapeur la plus profonde, qui est proche de l'alimentation liquide.

Une dernière remarque pouvant être faite sur la figure VIII.7 concerne l'évolution du débit liquide sortant par la face de la mèche en contact avec l'alimentation liquide (dont

l'évolution est directement représentée par l'évolution du nombre capillaire et donc par la figure VIII.7). Les fluctuations observées montrent que ce débit n'évolue pas de façon constante mais peut plutôt être vu comme un débit évoluant par à-coups (de manière « pulsée »). Ceci étant particulièrement vrai lors de l'invasion de pores, l'évolution étant beaucoup plus régulière lors de l'invasion des liens.

De plus, comme la valeur du nombre capillaire peut être reliée au mode de croissance de la poche de vapeur, on s'attend donc à avoir des modes de croissance différents suivant la densité de puissance appliquée, mais également éventuellement pour une même densité de puissance, au cours de la croissance de la poche.

La figure VIII.8 présente le nombre d'invasions simultanées en fonction du temps pour les deux densités de puissance présentées ci-dessus.



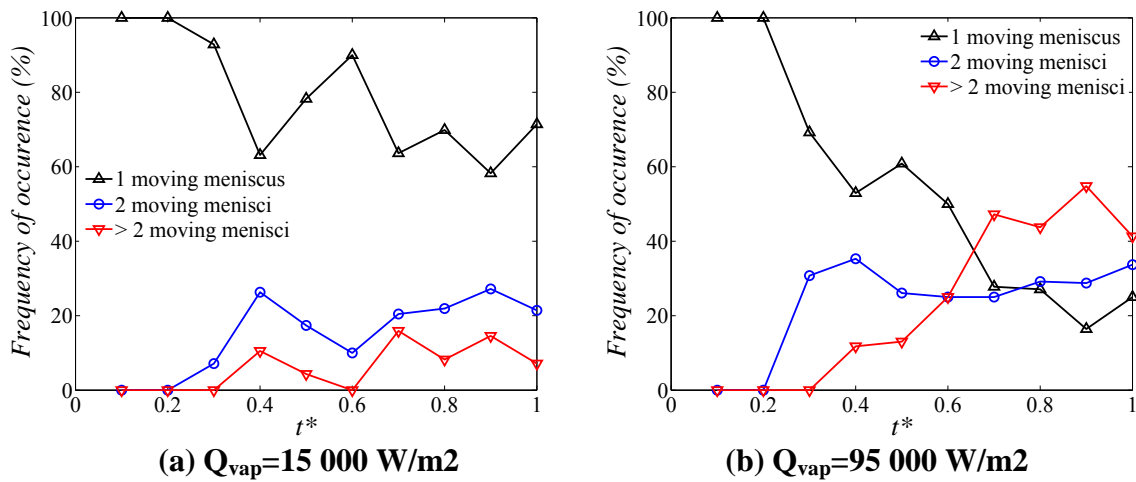
**Figure VIII.8 : Evolution du nombre d'invasions simultanées en fonction du temps**

Plusieurs choses peuvent être dites sur la figure VIII.8. Tout d'abord, on remarque qu'il y a logiquement plus d'invasions simultanées pour une densité de puissance plus importante, comme nous l'avons montré sur la figure VIII.4. Ensuite, on remarque que le nombre d'invasions simultanées augmente avec le temps. En effet, plus le nombre capillaire augmente et plus le nombre d'invasions simultanées augmente. On observe même une transition de mode de croissance dans le cas de la plus forte puissance.

Cette transition est plus visible sur la figure VIII.9, qui reprend les données présentées sur la figure VIII.8 mais en moyennant le nombre d'étapes pendant lesquelles une seule invasion, deux et trois invasions se produisent simultanément pendant un laps de temps égal à un dixième du temps total.

Cette figure nous permet de voir d'une part que les effets visqueux ne sont jamais importants pour une faible densité de puissance et d'autre part que ceux-ci sont également négligeables pour une forte puissance pendant la première moitié de la croissance de la poche. Autrement dit, ceci explique pourquoi la probabilité de rejoindre les cannelures est forte quelle que soit la densité de puissance. En effet, la croissance de la poche se déroule sensiblement de la même manière pendant toute la première moitié de son développement,

celle-ci étant essentiellement gérée par les effets capillaires. Elle peut donc entrer en communication avec les cannelures pendant cette phase de croissance.



**Figure VIII.9 : Statistiques sur le nombre d'invasions simultanées pour une mèche conductrice**

Nous avons vu comment se comportait une poche de vapeur lorsque les cannelures étaient supposées remplies de liquide. Cela nous a permis de mettre en évidence l'apparition d'un débit de liquide inverse (« reverse flow ») dans la mèche. Nous allons maintenant chercher à savoir quelle va être l'influence de cannelures remplies de vapeur par rapport à ce que nous avons dit jusqu'à présent.

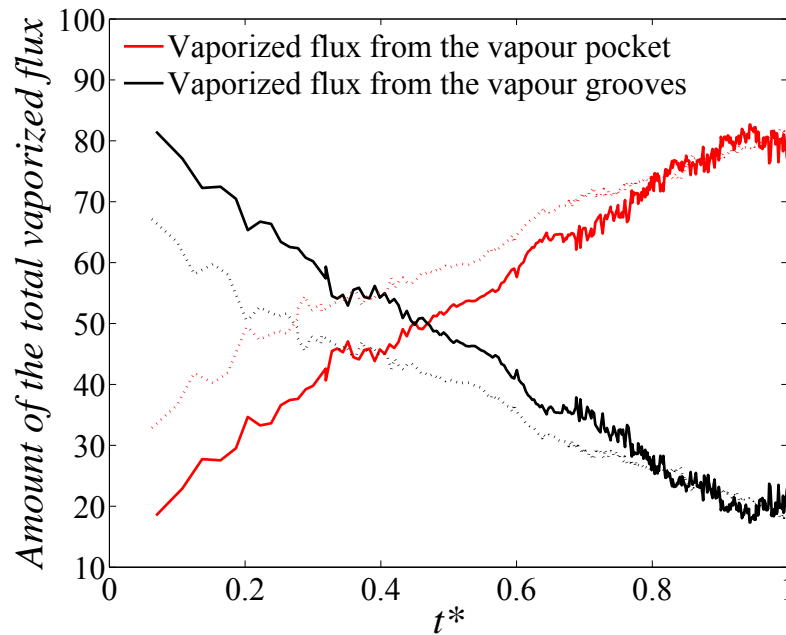
### VIII.2.2 Cannelures remplies de vapeur

Si l'on considère maintenant que les cannelures sont remplies de vapeur, nous nous retrouvons confronté à l'une des limitations les plus importantes de notre modèle, à savoir le couplage entre les conditions aux limites au niveau de la mèche avec le système complet. Comme nous ne disposons pas de modèle de boucle dynamique, nous imposerons une pression constante dans les cannelures. Ce paramètre va constituer un paramètre d'entrée et nous allons essayer d'analyser dans quelle mesure il peut affecter le développement de la poche de vapeur.

De plus, nous allons maintenant être confronté à une situation nouvelle où la poche de vapeur peut entrer en communication avec les cannelures remplies de vapeur. Comme notre modèle ne nous permet pas de calculer l'écoulement de la vapeur dans la poche, nous ne pourrions pas décrire précisément le processus transitoire se produisant alors et poursuivre nos calculs. Cependant, les niveaux de pression atteints dans la poche de vapeur étant dans tous les cas grands devant ceux pouvant raisonnablement être attribués aux cannelures, nous pouvons légitimement penser que la poche subit une dépressurisation soudaine lors de sa communication avec les cannelures, entraînant une ré-imbibition de celle-ci par du liquide. Ce phénomène de ré-imbibition sera discuté dans la dernière partie de ce chapitre.

## VIII.2.2.1

## Répartition du flux de vaporisation



**Figure VIII.10 : Répartition du flux total consommé par vaporisation pour une densité de puissance de 15 000 W/m<sup>2</sup> (en traits pleins) et de 95 000 W/m<sup>2</sup> (en traits pointillés)**

Maintenant qu'une seconde interface est présente dans la mèche, le liquide a la possibilité de se vaporiser à la fois pour alimenter la poche en vapeur mais également dans les cannelures. Cela va avoir pour conséquence de diminuer le flux total de vaporisation dans la poche et ainsi de diminuer sa vitesse de croissance. La figure VIII.10 montre en pourcentage la proportion du flux de vaporisation arrivant dans la poche de vapeur et dans les cannelures en fonction du temps adimensionné par le temps au moment de la percée. Le flux de vaporisation dans les cannelures est calculé exactement de la même façon que dans la poche de vapeur par l'équation Eq. VI.9 avec  $T_{sat} = T_{sat}(P_{can})$ . On remarque que si la majorité du flux thermique vaporisé passe par les cannelures au début de la simulation, cette tendance s'inverse complètement si bien qu'en fin de croissance, la majeure partie de ce flux passe dans la poche de vapeur, contribuant ainsi à sa croissance. On constate que cette inversion est plus précoce pour une forte densité de puissance.

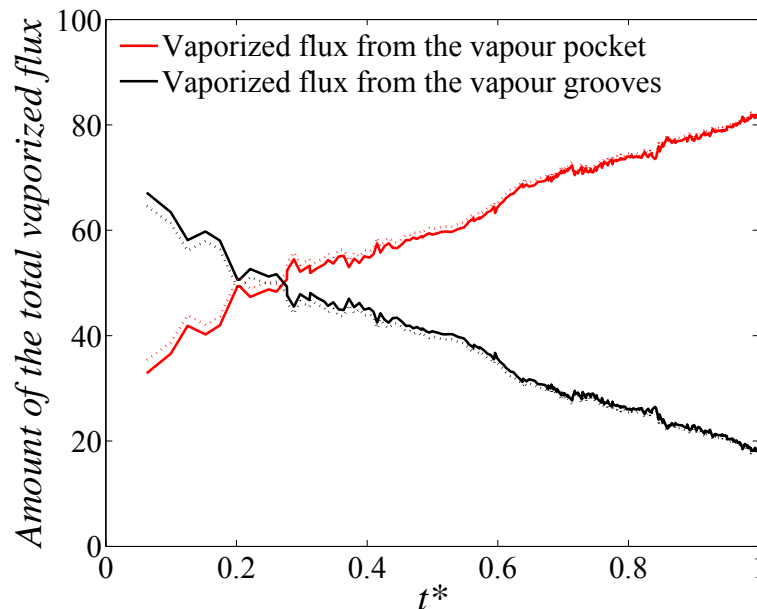
Le niveau de pression dans les cannelures va également avoir une influence sur la répartition de ce flux, en modifiant la température de saturation dans les cannelures, permettant ainsi au liquide de se vaporiser plus ou moins dans celles-ci. Pour illustrer l'importance de la pression dans les cannelures, la figure VIII.11 montre la répartition du flux de vaporisation pour plusieurs surpressions admises dans les cannelures. La surpression représentée sur la figure VIII.11 peut être vue comme une chute de pression dans le reste de la boucle. Celle-ci est représentée par  $\Delta P_{boucle}$  dans l'équation Eq. VIII.5.

$$P_{can} = P_{sat} + \Delta P_{boucle}$$

**Eq. VIII.5**

Nous précisons tout de même que les niveaux de surpression analysés ici sont bien inférieurs à la pression capillaire seuil pouvant se développer dans la mèche poreuse (la pression capillaire seuil moyenne, qui correspond à la « Percolation capillary pressure threshold » (voir chap. VI) est de 9867 Pa).

Comme précédemment, nous considérons ici une mèche conductrice.



**Figure VIII.11 : Répartition du flux total consommé par vaporisation pour une surpression de 2 000 Pa (entrains pointillés) et de 0 Pa (en traits pleins)**

Bien qu'une légère différence puisse être observée entre les deux courbes sur la figure VIII.11, cela ne nous semble pas significatif, ce qui nous laisse penser que le niveau de pression dans les cannelures ne modifie pas de trop la dynamique de croissance de la poche de vapeur. Pour cette raison, si aucune précision n'est donnée par ailleurs, nous considérerons une surpression de 2 000 Pa dans les résultats présentés.

#### VIII.2.2.2 *Ecoulement du liquide*

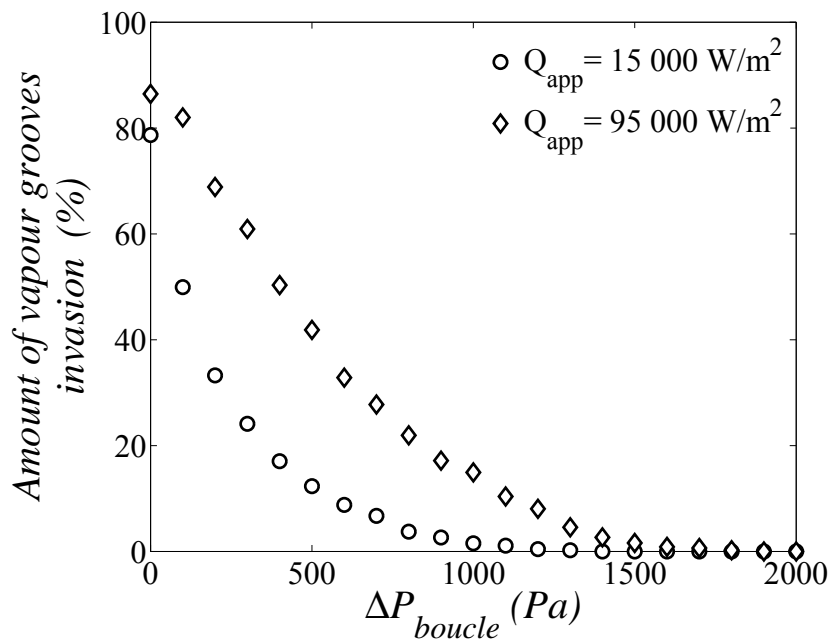
De façon similaire à ce que nous avons dit concernant le « reverse flow » engendré par la croissance de la poche de vapeur, la croissance d'une poche de vapeur va également produire un écoulement de liquide dans le sens inverse à celui des solutions stationnaires lorsque les cannelures sont remplies de vapeur. Cependant, nous avons fait remarquer jusqu'à présent que le niveau de pression dans les cannelures était nécessairement plus faible que celui dans la poche de vapeur. Il va donc nous falloir tester la stabilité des ménisques à l'interface liquide/vapeur au niveau des cannelures pour voir si une évacuation du liquide n'est pas envisageable par les cannelures. Si l'on considère un fluide parfaitement mouillant et comme l'interface n'est pas sensée être en contact avec une structure capillaire dans les cannelures, si la pression du côté liquide de l'interface est plus importante que la pression dans les cannelures alors le liquide aura nécessairement la possibilité de s'écouler librement dans les cannelures. Il nous apparaît important d'évaluer l'importance de ce phénomène, car suivant la quantité de liquide s'évacuant dans les cannelures, on pourrait imaginer que celles-

ci se remplissent de liquide pendant la croissance de la poche de vapeur. Ce phénomène parasite n'est évidemment pas souhaitable pour que l'évaporateur capillaire puisse démarrer dans de bonnes conditions.

Nous avons effectué des simulations avec une même réalisation pour plusieurs surpressions dans la vapeur pour évaluer ce phénomène. La figure VIII.12 présente en pourcentage, le nombre d'étapes de remplissage lors desquelles les conditions de l'écoulement du liquide dans la mèche font en sorte que le liquide soit susceptible d'envahir les cannelures. Autrement dit, lorsque la condition Eq. VIII.6 est satisfaite quelque part sur l'interface mèche/cannelures.

$$P_{int\_can\_liq} - P_{can} > 0 \quad \text{Eq. VIII.6}$$

Dans (Eq. VIII.6),  $P_{int\_can\_liq}$  représente la pression du côté liquide de l'interface mèche/cannelure.



**Figure VIII.12 : Pourcentage d'étapes de remplissage lors desquelles le liquide est susceptible de s'écouler dans les cannelures en fonction de la surpression considérée dans la boucle**

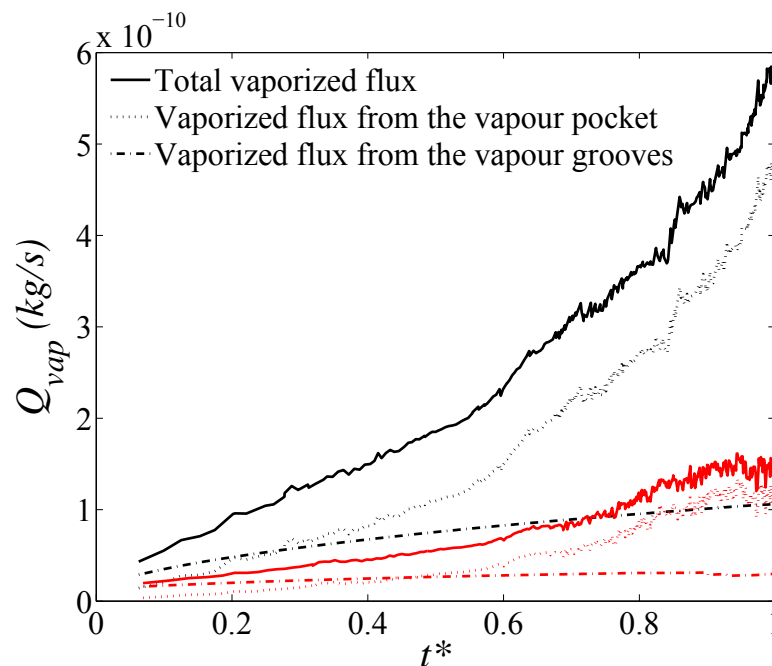
On constate sur la figure VIII.12 que le niveau de surpression minimal à imposer dans les cannelures pour que celles-ci ne puissent pas être envahies par du liquide est dans tous les cas faible devant le niveau de seuil de pression capillaire moyen du milieu poreux. En effet, même pour une forte densité de puissance (ce qui correspond à la situation la plus susceptible de présenter ce phénomène), la surpression à partir de laquelle les cannelures ne peuvent pas être ré-envahies par du liquide chassé de la mèche lors de la croissance de la poche de vapeur est d'environ 1 700 Pa, ce qui est largement en dessous de la pression capillaire seuil moyenne de la mèche. Deux conséquences essentielles peuvent être tirées de cette observation. Tout d'abord, nous rappelons que tous les résultats présentés ici concernent le démarrage d'un évaporateur et qu'il est généralement très difficile de connaître les conditions

initiales d'un tel système. La situation pour laquelle la pression dans les cannelures permet au liquide de ré-envahir celles-ci doit donc pouvoir être envisagée dans certains cas. Il serait donc peut-être intéressant d'étudier plus en détail ce phénomène, ce qui ne sera pas fait ici. Deuxièmement, cela va avoir une conséquence importante vis-à-vis de l'évolution de la poche de vapeur une fois que celle-ci a rejoint les cannelures. En effet, nous savons que le niveau de pression au sein de la poche de vapeur se situe autour de la pression capillaire seuil moyenne (voir figure VIII.18 par exemple). Une dépressurisation soudaine de la poche de vapeur est donc inévitable dans le cas où cette dernière entre en communication avec les cannelures. La seule possibilité pour que cela ne se produise pas est que les cannelures soient remplies de liquide, ce qui peut être le cas suivant les conditions initiales de l'évaporateur par exemple ou encore après que du liquide chassé de la mèche lors de la croissance de la poche de vapeur ait noyé les cannelures. Autrement dit, lorsque la poche de vapeur atteint les cannelures, elle devra nécessairement subir une dépression, à la condition que les cannelures soient remplies de vapeur.

Cette figure fait tout de même apparaître une possibilité de démarrage délicat dans l'hypothèse où la pression dans la cannelure est faible et permette au liquide d'envahir les cannelures.

### VIII.2.2.3 Croissance de la poche

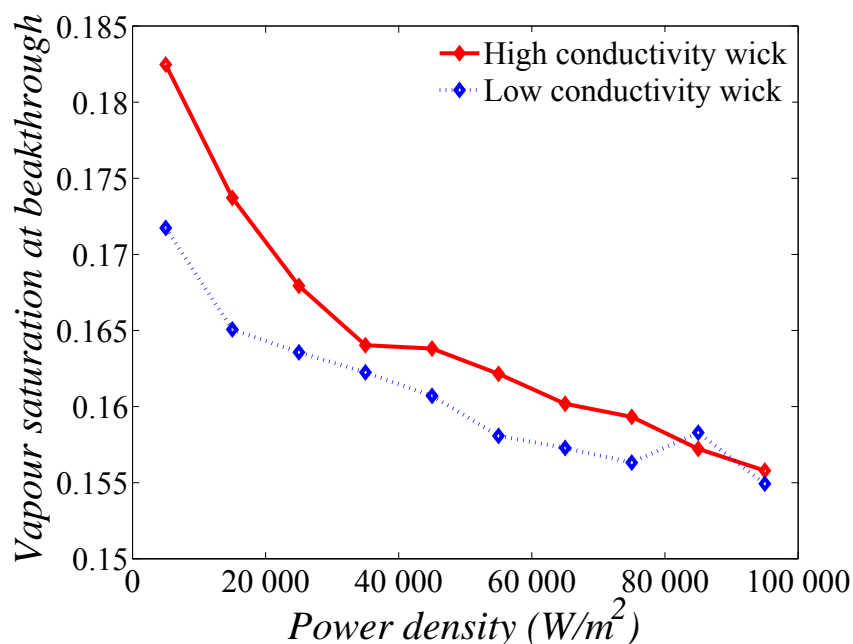
Comme nous l'avons vu sur les figures VIII.10 et VIII.11, le flux total de vaporisation est très majoritairement utilisé pour alimenter la poche en vapeur. De plus, la figure VIII.13 nous montre que celui-ci est également très proche de celui obtenu dans une situation où les cannelures sont remplies de liquide (voir figure VIII.6). Tout ce que nous avons dit concernant la dynamique de croissance de la poche de vapeur et ses conséquences en terme de répartition des phases et de communication avec les cannelures peut donc également s'appliquer dans cette situation.



**Figure VIII.13 : Répartition des flux thermiques de vaporisation avec des cannelures remplies de vapeur pour une mèche conductrice pour  $Q_{app}=15\,000\text{ W/m}^2$  (en rouge) et pour  $Q_{app}=95\,000\text{ W/m}^2$  (en noir)**



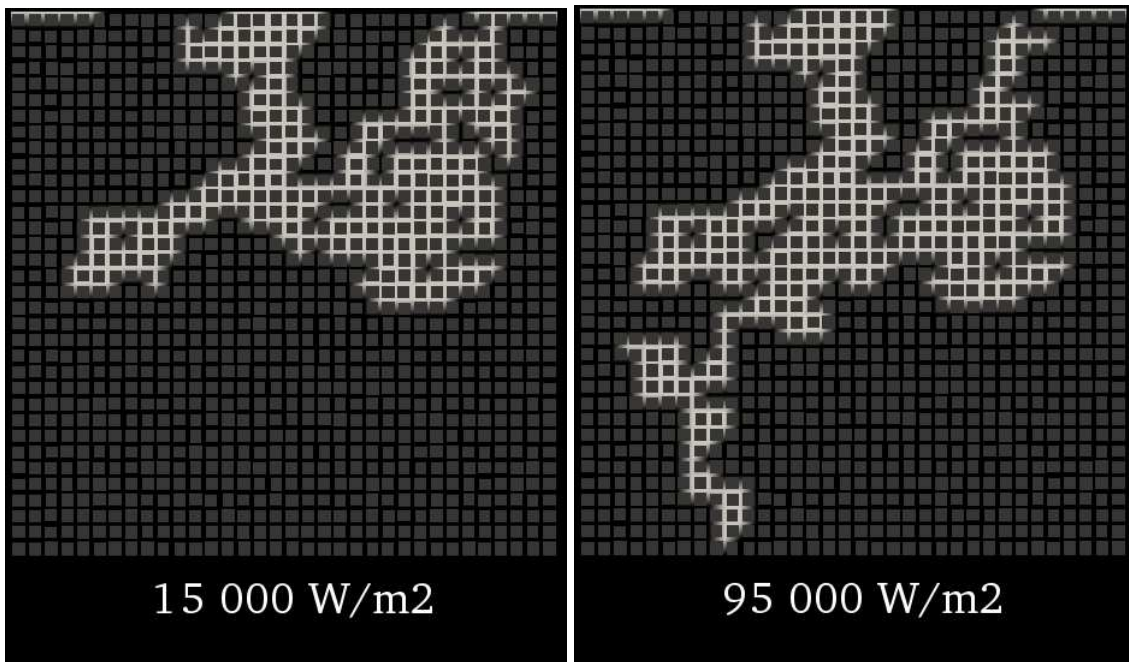
La conclusion apportée par la figure VIII.13 permet de dire que le phénomène de « reverse flow » déjà évoqué plus haut dans le cas où les cannelures étaient remplies de liquide se produit également lorsqu'elles sont remplies de vapeur. Pour illustrer l'importance de ce phénomène, on présente sur la figure VIII.14 une étude statistique sur la saturation en vapeur de la mèche au moment de la percée. Le volume de liquide déplacé correspondant environ au volume de vapeur dans la mèche, on s'aperçoit sur cette figure que plus de 15% du liquide contenu dans la mèche est évacué lors de la croissance de la poche sous forme de « reverse flow ». On constate que ce volume chute légèrement avec la densité de puissance appliquée, ce qui s'explique par le mode de croissance de la poche de vapeur, qui présente plus de digitations pour les fortes densités de puissances. Nous nous attendons à ce que cet effet soit exacerbé avec des simulations réalisées sur des réseaux de plus grande taille.



**Figure VIII.14 : Statistiques sur la saturation en vapeur de la mèche au moment de la percée**

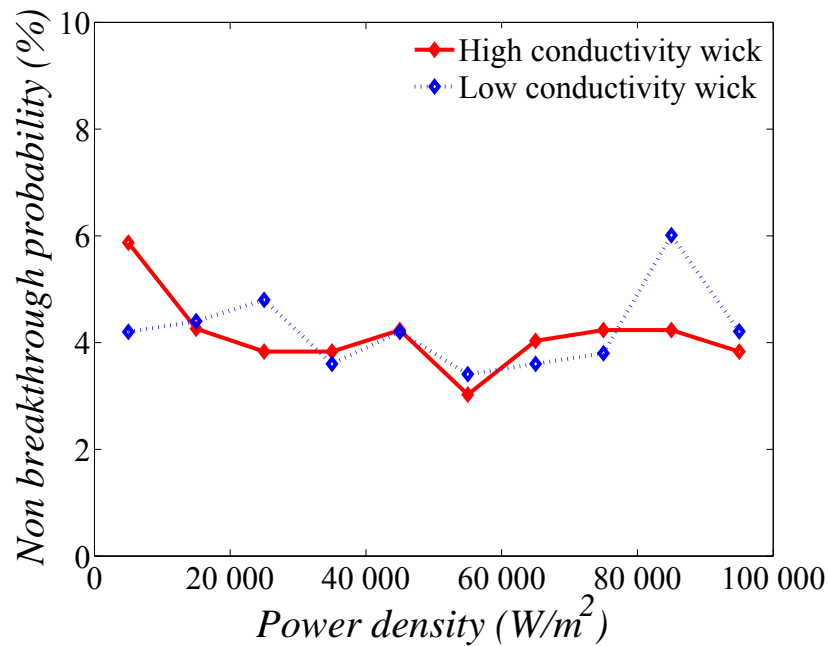
Une seconde conséquence découlant de la conclusion obtenue à partir de la figure VIII.13 est que la poche de vapeur a de grandes chances de rentrer en communication avec les cannelures, conformément à ce que montre la figure VIII.5 et donc de se faire ré-envahir par du liquide. Nous allons étudier ce phénomène de ré-invasion dans le prochain paragraphe.

La figure VIII.15 présente la répartition des phases obtenues pour une mèche conductrice. Sur cette figure, les calculs ont été arrêtés lorsque la poche de vapeur atteint les cannelures ou la face de sortie. Comme nous l'avons dit précédemment, cette figure nous permet de constater que la répartition des phases est très proche dans la première partie de la mèche (lorsque la croissance était dans les deux situations pilotée par la capillarité uniquement) et que celle-ci diffère ensuite. Sur cet exemple on remarque une digitation visqueuse développée pour une forte densité de puissance alors que la poche est déjà rentrée en communication avec les cannelures pour une faible puissance.



**Figure VIII.15 : Exemple de répartition des phases obtenue pour une mèche conductrice**

Comme nous l'avons dit, la poche de vapeur a de grandes chances d'atteindre les cannelures, cependant, après quelques étapes de ré-envahissement, la restructuration de la répartition des phases peut amener la poche à se déconnecter sans avoir la possibilité de se reconnecter à nouveau lors d'une re-pressurisation ultérieure. Pour illustrer cela, la figure VIII.16 présente une statistique concernant la probabilité que la poche de vapeur se reconnecte de façon continue aux cannelures après plusieurs phases de mouillage et dé mouillage. On constate sur cette figure que cette probabilité est très faible et qu'elle est constante quelle que soit la densité de puissance appliquée. Cela peut paraître surprenant à première vue, puisque l'on s'attendrait à avoir une probabilité plus forte pour les faibles puissances où la viscosité ne joue que très peu et au contraire plus faible pour les puissances élevées où les digitations visqueuses favoriseraient la percée. Ce résultat montre que de façon encore plus importante que le mode de croissance de la poche, ce sont les amas piégés de liquide et de vapeur, générés lors des évolutions successives de la poche de vapeur qui influencent la croissance de l'interface. Nous touchons ici à une des principales faiblesses de notre modèle, car comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, un effort serait à faire sur la gestion de ces amas. Il convient tout de même de garder à l'esprit que cet effet est pathologique aux simulations 2D. La connectivité des phases étant beaucoup plus grande en 3D, très peu d'amas piégés sont susceptibles d'apparaître, ce qui nous laisse penser que la probabilité que la poche de vapeur reste connectée aux cannelures serait alors beaucoup plus grande.



**Figure VIII.16 : Probabilité que la poche de vapeur reste en communication avec les cannelures de façon continue sans qu'elle atteigne la percée**

### VIII.3 Phénomène d'oscillation

Pour certaines réalisations, nous avons remarqué la mise en place d'un phénomène d'oscillations entretenues dans la mèche. Ces oscillations proviennent des phases successives de mouillage et démouillage de la poche de vapeur. En effet, lorsque la poche rejoint les cannelures, la pression en son sein chute brutalement et par conséquent, le liquide peut envahir à son tour la vapeur. Comme le processus d'imbibition n'est pas parfaitement opposé au phénomène de drainage, ce ne seront pas les dernières liaisons et pores envahis par la vapeur qui vont à leur tour être envahis par du liquide. Cela va donc amener la poche à se développer différemment. Nous verrons même apparaître des amas de vapeur piégés dans la partie liquide de la mèche. L'invasion de la poche de vapeur par le liquide s'arrête lorsque celle-ci n'est plus en contact avec les cannelures. Cela se produit lorsque le liquide envahit un pore ou une liaison qui coupe l'amas principal. Ensuite, la poche peut se remettre à croître sous l'effet de la vaporisation à son interface.

#### VIII.3.1 Evolution de la répartition des phases dans la mèche

Nous présentons sur la figure VIII.17 une séquence d'image représentant la distribution des phases dans la mèche à plusieurs instants de la croissance d'une poche de vapeur. Ces images ont été obtenues avec une mèche conductrice et une densité de puissance de 5 000 W/m². La vapeur est représentée en blanc, le liquide en gris et la structure solide en noir. Comme dans les chapitres précédents, la face où l'on applique la puissance est en haut et la face d'alimentation liquide en bas.

Sur cette figure, la poche de vapeur croît jusqu'à l'image (c), sur laquelle on voit qu'un seul pore reste à envahir pour que la communication s'établisse avec les cannelures (en haut à gauche). Entre les images (c) et (d), la poche de vapeur principale reste connectée aux cannelures et le liquide envahit celle-ci. L'image (d) correspond à l'instant où le liquide coupe la communication entre l'amas principal de vapeur et les cannelures. On peut voir en haut à gauche la déconnexion, avec un amas de vapeur toujours connecté aux cannelures et l'amas principal déconnecté de celles-ci. On peut également remarquer sur cette image la présence de nombreux amas de vapeur déconnectés de l'amas principal, de taille plus ou moins importante. Certains ne sont constitués que d'une seule liaison alors que d'autres sont plus conséquents, comme par exemple celui situé en dessous de l'amas principal. Sur la figure (e), on voit que l'amas isolé qui était connecté aux cannelures en haut à gauche a disparu alors que l'amas principal a légèrement augmenté de volume. Puis, la figure (f) représente un nouvel instant après que l'amas principal ait augmenté de volume, où seul un pore reste à être envahi par de la vapeur pour qu'il se reconnecte avec les cannelures. Les figures suivantes montrent les instants avant et après une nouvelle imbibition de la poche de vapeur. Sur l'exemple que nous avons choisi de présenter, ces phases successives de croissance et de diminutions se trouvent être entretenues, les pores et liaisons étant toujours les mêmes à être envahis puis vidés. La dernière image présente la distribution des phases pour un temps plus avancé, de nombreuses oscillations ayant été réalisées avant cet instant.

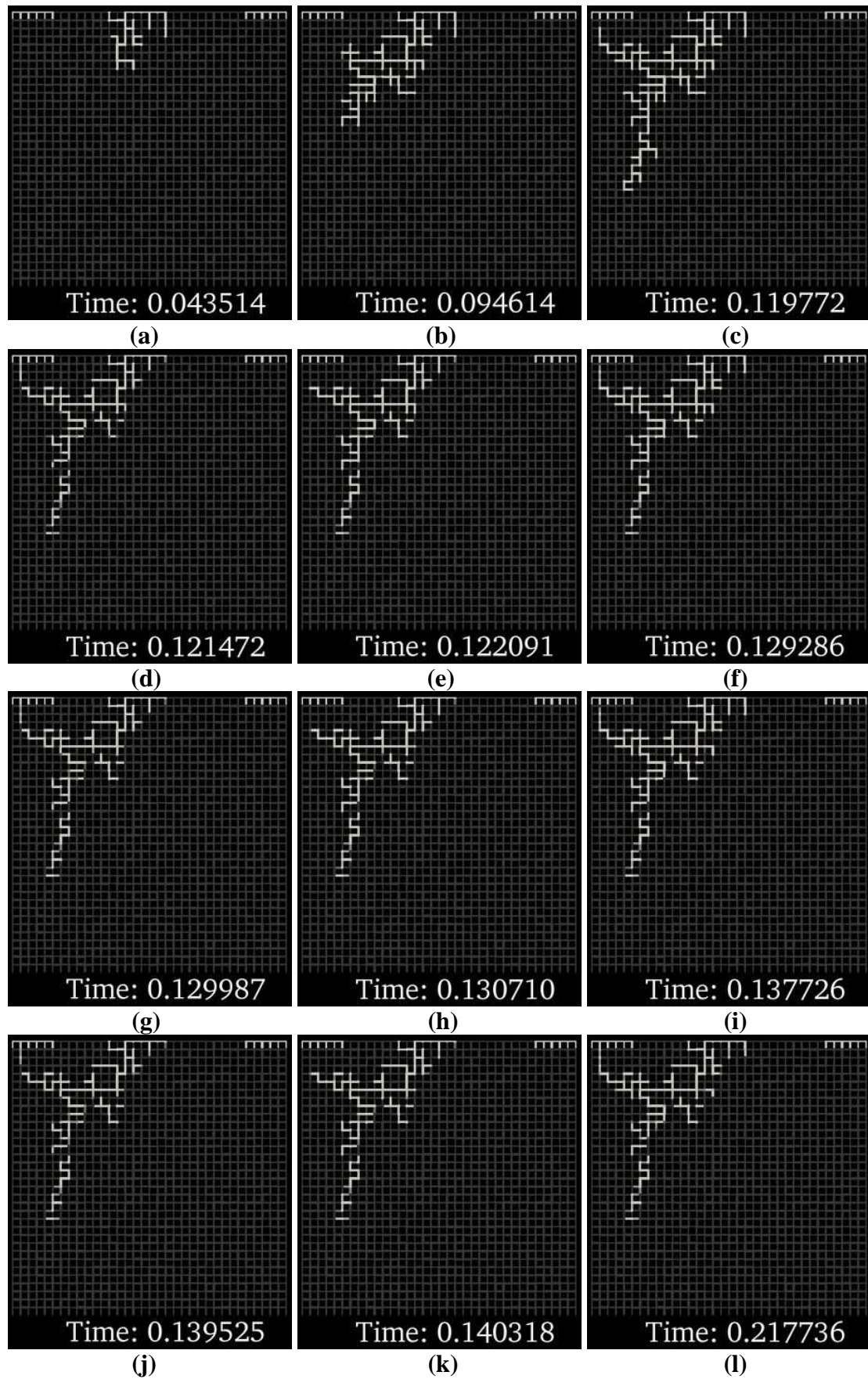
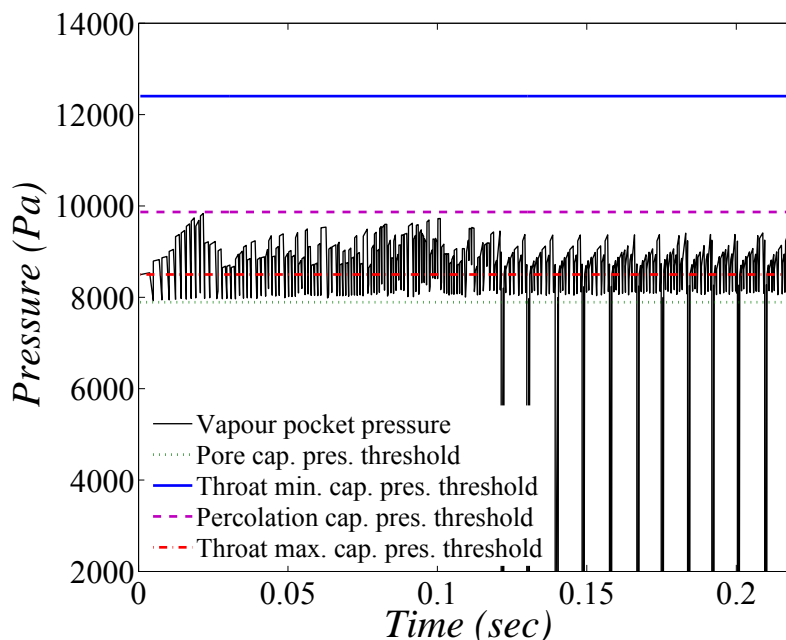


Figure VIII.17 : Evolution de la distribution des phases dans une mèche conductrice pour une densité de puissance de  $5\,000\text{ W/m}^2$ .

Ce phénomène d'oscillations entretenues est particulièrement intéressant, car il permet de trouver la forme et la taille d'une poche de vapeur qui se créerait sous l'ailette initialement. Nous verrons plus tard que ces oscillations ne sont pas toujours entretenues mais que les amas de vapeur ou de liquide laissés par la poche de vapeur lors de son évolution peuvent, en interdisant certains passages à la poche, empêcher une reconnexion de l'amas, celui-ci étant alors forcé d'envahir de nouvelles liaisons. Des oscillations entretenues ont toutefois plus de chances de se produire pour de faibles densités de puissance, car comme nous l'avons vu, seuls les effets capillaires pilotent la croissance de la poche dans cette situation. Il y a donc plus de chances que les mêmes liaisons et pores soient choisis lors des phases successives de drainage et d'imbibition. En effet, pour des densités de puissances plus importantes, les effets visqueux ne pouvant plus être négligés, de nouvelles liaisons peuvent être potentiellement envahies lors de chacune de ces phases.

### VIII.3.2 Evolution de la pression dans la poche de vapeur

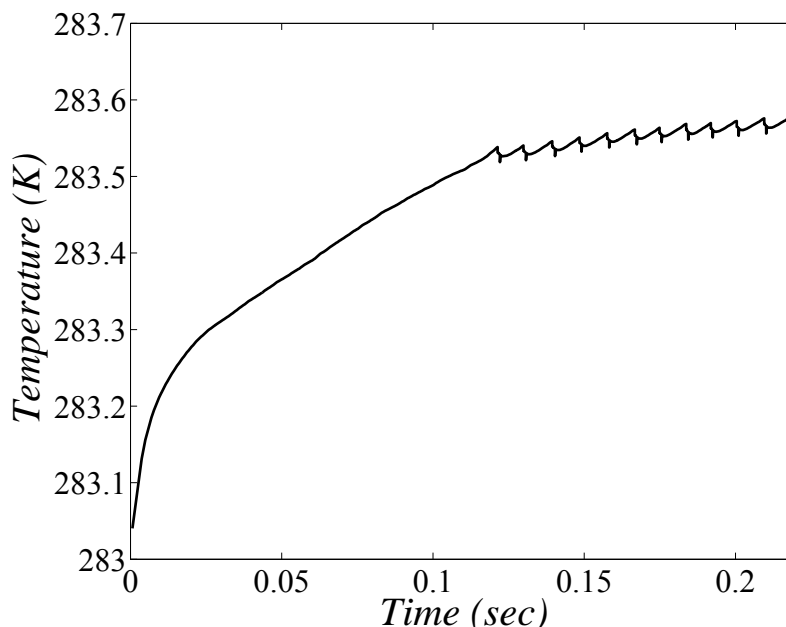
Comme nous l'avons dit, l'explication de ces oscillations vient de l'évolution de la pression dans la poche de vapeur. La figure VIII.18 présente l'évolution de la pression dans la poche de vapeur relativement à la pression de saturation. Il est également porté sur cette figure la pression capillaire seuil des pores, des plus petites et plus grandes liaisons ainsi que la pression capillaire seuil correspondant à une liaison de taille moyenne (« Percolation cap. pres. Threshold »). On constate sur cette figure les différentes phases de dépressurisation de la poche de vapeur lorsque celle-ci est en contact avec les cannelures. On peut également remarquer que la pression évolue toujours en dessous de la pression capillaire seuil de percolation, ce qui montre encore une fois que l'on est dans un régime purement capillaire.



**Figure VIII.18 : Evolution de la pression dans la poche de vapeur. Résultat correspondant à la réalisation présentée sur la figure VIII.17**

### VIII.3.3 Evolution de la température

La figure VIII.19 présente l'évolution de la température maximale de la mèche (qui est donc la température au centre de la bordure métallique sur laquelle est appliquée la puissance). On constate sur cette figure que les oscillations observées sur la figure VIII.17 concernant la répartition des phases dans la mèche ont une influence sur la température maximale. On voit clairement se mettre en place un mécanisme d'oscillations en température. Bien évidemment, la taille de notre milieu étant petite, l'amplitude de ces oscillations est très faible. De même, la fréquence de celles-ci est très petite car l'évolution de la poche de vapeur est très rapide dans nos simulations. On s'attend à ce que la croissance de la poche soit plus lente dans un milieu plus grand en raison d'un volume de vapeur à pressuriser plus important lors de chaque étape d'invasion. En effet, comme nous l'avons montré dans la première partie, le volume de gaz joue un rôle très important dans la dynamique de drainage. Par contre, pendant la phase d'imbibition les seuils de pression capillaire étant grands devant la différence de pression à l'interface, tous les pores et liaisons présents sur l'interface peuvent être envahis simultanément à chaque étape. Le processus d'imbibition est donc très rapide et devrait l'être également pour des milieux de plus grande taille.



**Figure VIII.19 : Evolution de la température maximale dans la mèche. Résultat correspondant à la réalisation présentée sur la figure VIII.17**

### VIII.3.4 Exemple d'oscillations non entretenues

Nous présentons sur la figure VIII.20 la distribution des phases à plusieurs instants pour la même réalisation que celle utilisée sur la figure VIII.17 mais pour une densité de puissance de  $95\,000\text{ W/m}^2$ . Le rôle de la viscosité est ici bien visible, puisqu'il empêche la poche de vapeur de se reconnecter aux cannelures après la première oscillation. La communication avec les cannelures se fait ici sur l'image (d). On remarque que la distribution des phases est relativement similaire sur les deux premières images, lorsque les effets visqueux ne se font pas encore sentir pour les fortes puissances. La communication de l'amas principal avec les cannelures est coupée à l'instant de l'image (e), ou seul un amas déconnecté reste en contact



avec les cannelures (en haut à gauche). On remarque alors la présence de nombreux amas déconnectés. Ensuite, l'amas principal recommence à croître, on constate que la plupart des amas déconnectés vont être réintégrés à l'amas principal entre les images (f) et (i). Finalement, la poche finit par se développer jusqu'à la face d'alimentation liquide sans jamais rejoindre les cannelures une seconde fois.

Les figures VIII.21 et VIII.22 présentent respectivement l'évolution de la pression dans la poche de vapeur et la température maximale de la mèche. Comme précédemment, on peut constater la dépression subie par la poche de vapeur lorsque celle-ci rentre en contact avec les cannelures. Une remarque intéressante peut être faite concernant l'évolution de la pression pendant la phase de croissance de la poche. On voit que contrairement à ce que l'on avait dit pour une faible densité de puissance, la valeur moyenne de la pression augmente au cours du temps et se situe à un niveau supérieur à celui de la figure VIII.18. Cette observation confirme une fois de plus que des effets visqueux se font ressentir de manière de plus en plus importante au cours d'une croissance sous une forte densité de puissance.

Concernant l'évolution de la température, on peut constater l'effet de l'oscillation de la distribution des phases sur celle-ci. En effet, bien que l'influence sur la température soit très faible, celle-ci est tout de même observable. Encore une fois, cet effet devrait être plus important pour un milieu de plus grande taille.



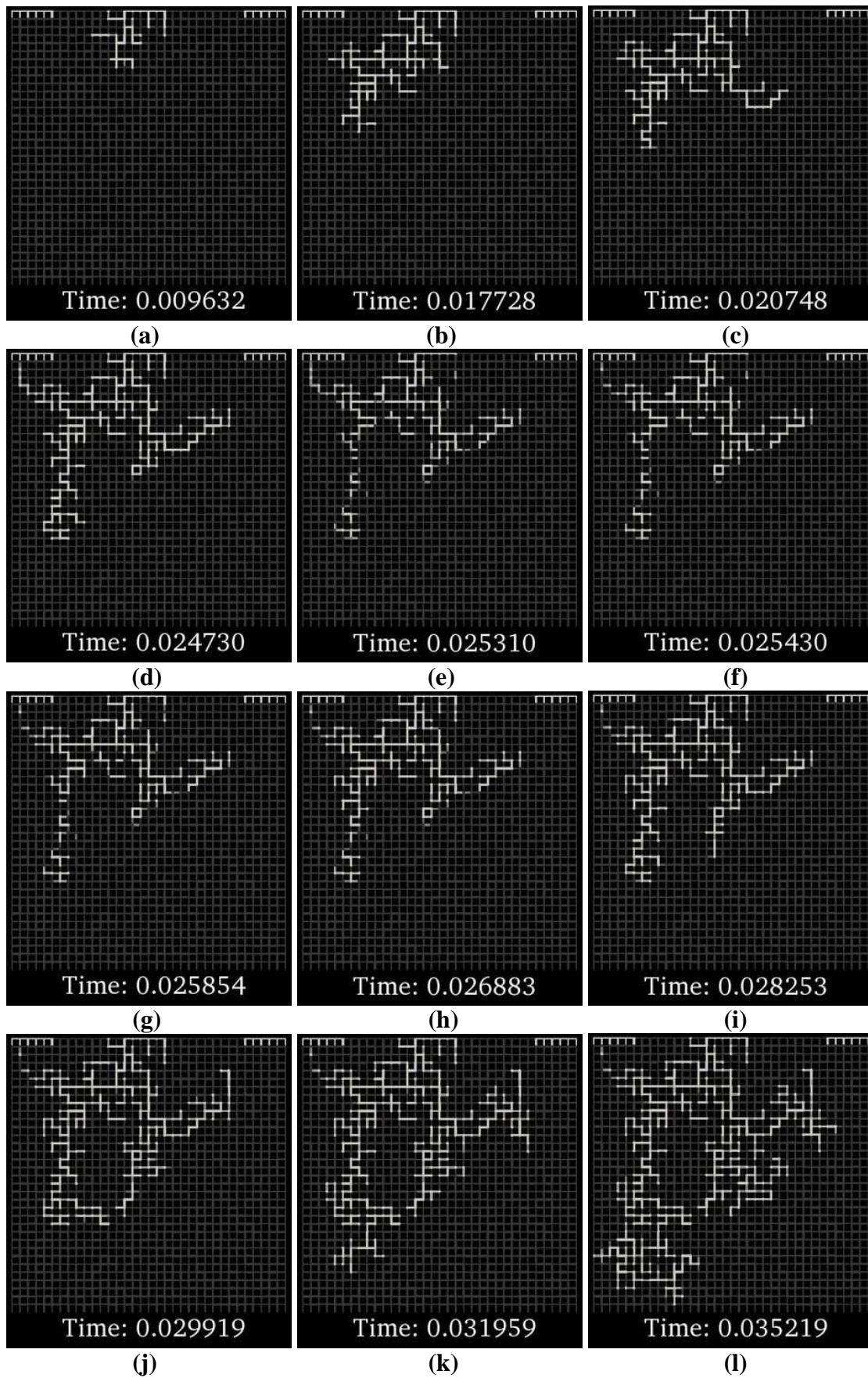
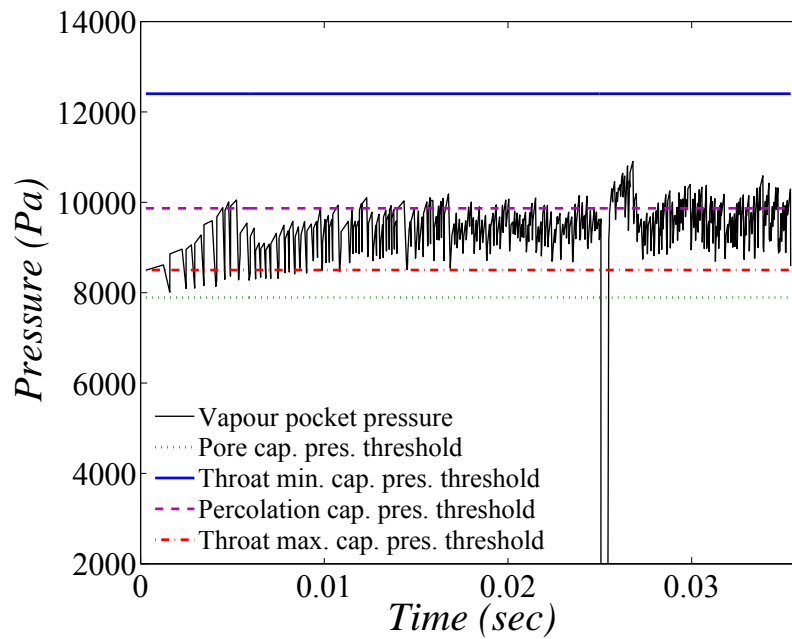
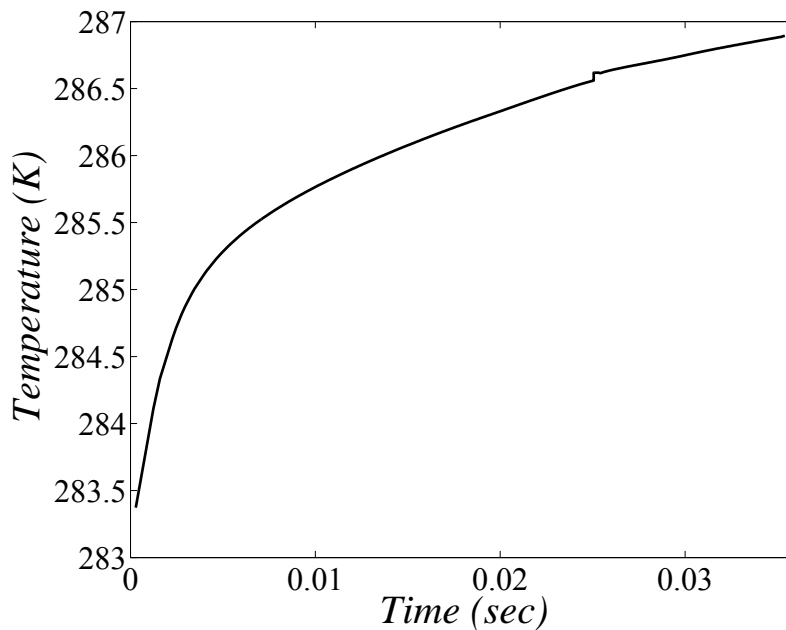


Figure VIII.20 : Evolution de la distribution des phases pour la même réalisation que celle utilisée sur la figure I.8 pour une densité de puissance de  $95\,000\text{ W/m}^2$ .



**Figure VIII.21 : Evolution de la pression dans la poche de vapeur. Résultat correspondant à la réalisation présentée sur la figure VIII.20**



**Figure VIII.22 : Evolution de la température maximale dans la mèche. Résultat correspondant à la réalisation présentée sur la figure VIII.20**

## VIII.4 Conclusion

Ce chapitre nous a permis d'étudier plus en détail et dans une situation beaucoup plus proche d'un évaporateur capillaire, un phénomène que nous avons évoqué dans la partie précédente, où une transition de mode de croissance de la poche de vapeur est observée pendant sa croissance. En effet, on constate que l'on peut passer d'un régime capillaire au début de la croissance de la poche de vapeur à un régime visqueux par la suite. L'effet de cette transition de mode de croissance se fait ressentir sur la forme de la poche de vapeur et est très rassurant pour le fonctionnement d'un évaporateur capillaire. En effet, il est très important d'éviter une croissance suivant un mode visqueux, qui présente des digitations susceptibles d'atteindre la face d'alimentation liquide. Le fait d'avoir un régime capillaire dans la première partie de la croissance d'une poche quelle que soit la densité de puissance appliquée est donc favorable pour réaliser un démarrage dans de bonnes conditions en augmentant les chances que la poche de vapeur atteigne les cannelures.

Nous avons également pu mettre en évidence un processus de « reverse flow » important lors de la phase transitoire de croissance de la poche de vapeur dans la mèche, ayant pour conséquence d'envoyer du liquide vers le cœur de la mèche, mais également sous certaines conditions dans les cannelures.

Enfin, nous avons montré que dans un scénario où la poche de vapeur est déconnectée des cannelures (ce qui reste notre hypothèse de départ), la croissance de celle-ci étant purement mécanique car pilotée par la pressurisation, un phénomène d'imbibition était rendu possible lorsque cette poche entrait en communication avec les cannelures (et voyait alors sa pression chuter). En effet, le niveau de pression dans la poche de vapeur étant au minimum égal à la pression capillaire seuil des pores, il suffit donc que la chute de pression engendrée dans le reste de la boucle soit inférieure à ce niveau pour que la poche de vapeur puisse être envahie par du liquide lors de sa communication avec les cannelures. Cette condition est généralement toujours respectée dans les LHPs. Des répercussions de ces oscillations concernant la distribution des phases ont été observées sur la température.



## Chapitre IX Etude d'un phénomène d'hystérésis dans la structure poreuse

Nous avons voulu tester dans ce chapitre l'influence de l'imbibition lors des changements de puissance décroissants. Pour cela, nous nous servons de notre modèle pour simuler des régimes stationnaires, dans le but d'analyser l'évolution de la forme de la poche de vapeur. Les caractéristiques de notre réseau de pores seront choisies de telle sorte qu'elles soient représentatives d'une mèche poreuse d'une LHP. L'influence de la conductivité thermique de la mèche poreuse sera étudiée.

### IX.1 Modèle numérique

#### IX.1.1 Modèle géométrique

Les caractéristiques de la matrice poreuse sont identiques à celles présentées dans le chapitre précédent. Cependant, la taille du réseau est beaucoup plus grande afin d'être cette fois-ci dans des conditions encore plus proches d'un évaporateur. En revanche, nous ne présentons pas de résultats statistiques mais seulement des exemples de réalisations pour différentes conductivités thermiques de la matrice poreuse. Le tableau IX.1 présente les caractéristiques du réseau de pores étudié.

$l_{min}$	$7 \mu m$
$l_{max}$	$13 \mu m$
Pas de discrétisation	$0.001 \mu m$
$d$	$40 \mu m$
$e$	$15 \mu m$
Largeur $W$	$8 mm$
Hauteur $H$	$4 mm$
Nombre de pores sur la largeur	$200$
Nombre de pores sur la hauteur	$100$
Porosité	$0.44$

**Tableau IX.1 : Caractéristiques du réseau de pores utilisé**

De la même manière que dans le chapitre précédent, le fluide considéré est de l'ammoniac, dont les propriétés sont reportées dans le tableau VIII.3. Afin de se rapprocher encore un peu plus des conditions d'un évaporateur capillaire, le fluide n'est plus supposé parfaitement mouillant, mais un angle de contact de  $45^\circ$  est considéré. L'expression de la pression capillaire seuil donnée par l'équation Eq. III.11 est donc remplacée par l'équation Eq. IX.1.

$$P_{cap\_seuil\_ij} = 2\sigma \left( \frac{1}{l_{ij}} + \frac{1}{e} \right) \cos(\theta) \quad \text{Eq. IX.1}$$

Dans Eq. IX.1, l'angle de contact est représenté par  $\theta$ .

### IX.1.2 Equations de bilan

Comme nous l'avons dit, nous allons utiliser ici notre modèle pour simuler des régimes stationnaires.

#### IX.1.2.1 *Conservation de l'énergie*

Nous avons simplement négligé le terme transitoire dans l'équation de conservation de l'énergie (derniers termes du membre de gauche des équations Eq. VI.3 et Eq. VI.4).

#### IX.1.2.2 *Conservation de la masse*

En ce qui concerne l'équation de conservation de la masse, aucune modification n'est à apporter concernant le calcul du champ de pression dans le liquide. Par contre, il devient nécessaire de calculer l'écoulement de la vapeur. En effet, ce sont les pertes de pression générées par l'écoulement de la vapeur dans la mèche qui sont responsables de la croissance de la poche. Pour cela, nous procédons exactement de la même manière que pour le liquide, l'écoulement n'est calculé que dans les liens grâce à l'équation (Eq. IX.2) puis nous écrivons l'équation de la conservation de la masse dans chaque pore (Eq. IX.3).

$$q_{ij} = \frac{g_{ij}}{\mu_v} \Delta P_{ij} \quad \text{Eq. IX.2}$$

Dans (Eq. IX.2),  $q_{ij}$  est le débit massique dans le lien entre les pores  $i$  et  $j$ ,  $\Delta P_{ij}$  la différence de pression entre les pores  $i$  et  $j$ ,  $\mu_v$  la viscosité dynamique de la vapeur et  $g_{ij}$  la conductance hydraulique du lien, qui est un paramètre purement géométrique calculé par l'équation Eq. III.5.

$$\sum_j q_{ij} = 0 \quad \text{Eq. IX.3}$$

Dans (Eq. IX.3), l'indice  $j$  parcourt tous les pores adjacents au pore  $i$  rempli de vapeur.

### IX.1.3 Conditions aux limites

Les conditions aux limites sont identiques à celles présentées dans le chapitre précédent. La seule différence réside dans la valeur de la chute de pression que l'on considère dans le reste de la boucle. Pour cela, nous reprenons l'expression donnée par l'équation Eq. II.1 qui est une relation linéaire en fonction du débit massique vaporisé. Compte tenu du faible débit massique de vaporisation donné par notre modèle, nous avons choisi des conditions nous

fournissant une chute de pression maximale dans le reste de la boucle de 120 Pa, si bien que celle-ci reste toujours bien inférieure au seuil de percolation (celui-ci est égal à 6977 Pa), ce qui nous donne un régime de croissance de la poche majoritairement contrôlé par les pertes de pressions développées dans la mèche.

Tout comme précédemment, la densité de puissance est appliquée uniformément sur toute la bordure métallique. La conductivité thermique de cette bordure est identique quelle que soit la conductivité thermique choisie pour la mèche poreuse. Celle-ci est prise égale à  $200 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ , ce qui correspond aux propriétés de l'aluminium.

#### IX.1.4 Conditions initiales

Ici encore, les conditions initiales sont identiques à celles présentées dans le chapitre précédent à la différence de la poche de vapeur initiale. En effet, nous supposons ici qu'une fine couche de vapeur est présente initialement sous l'ailette. Cela nous donne une situation dans laquelle toute la première rangée de pores sous l'ailette est remplie par de la vapeur.

Cette condition, qui correspond à l'hypothèse retenue par [Coquard (2006)], peut se justifier par la nature du contact entre l'ailette et la mèche. On peut remarquer qu'elle constitue une hypothèse différente de celle que nous avons réalisé jusqu'à présent, qui consistait au contraire à étudier une poche de vapeur qui était initialement déconnectée des cannelures. Ce modèle peut donc être vu dans ce sens comme venant à la suite du modèle transitoire présenté, lorsque la poche de vapeur formée sous l'ailette est entrée en communication avec les cannelures et que la ré-invasion de celle-ci par le liquide a abouti à une telle situation.

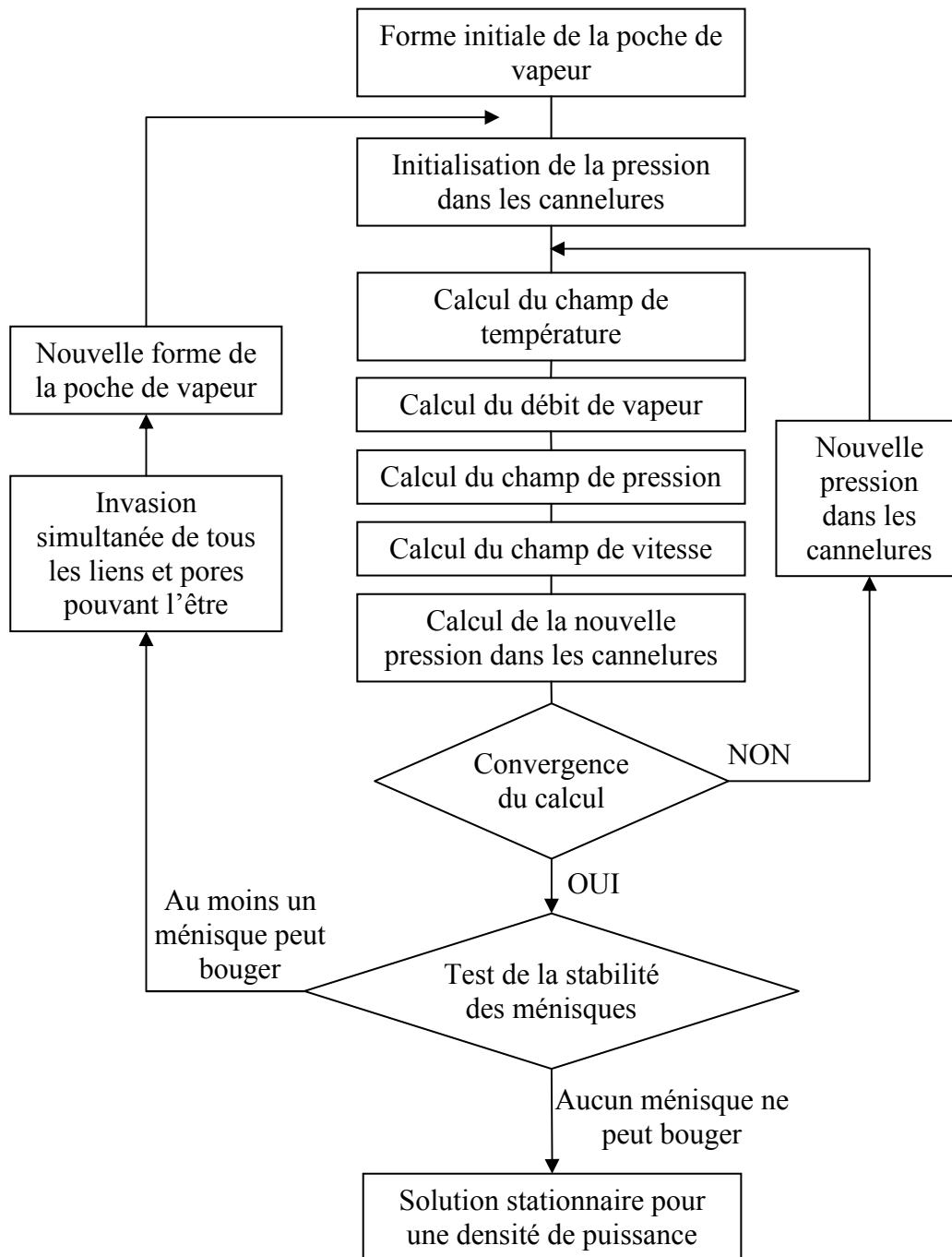
#### IX.1.5 Déroulement des calculs

La méthodologie de calcul est basée sur celle proposée par [Figus (1996)] et [Coquard (2006)], où l'on teste la stabilité de tous les ménisques de l'interface après une solution stationnaire obtenue pour une forme donnée de la poche de vapeur. Une fois cette étape réalisée, tous les liens et pores détectés comme pouvant être envahis le sont simultanément, puis une nouvelle solution stationnaire est recherchée. Il a été montré dans l'étude de [Coquard (2006)] que cette hypothèse d'envahir simultanément tous les liens et pores pouvant l'être est équivalente à une invasion unique par étape. La solution stationnaire finale pour une densité de puissance donnée est trouvée lorsque plus aucun ménisque présent sur l'interface ne peut bouger. La figure IX.1 présente cette méthodologie sous forme d'algorithme.

Remarque concernant l'imbibition : Lorsque nous réalisons un palier de puissance croissant, nous ne testons la stabilité des ménisques que vis-à-vis du drainage. A l'inverse, lorsque nous réalisons un palier de puissance décroissant, nous ne testons leur stabilité que vis-à-vis de l'imbibition. Il pourrait cependant être envisagé de tester la stabilité des ménisques pour les deux types d'invasion après chaque étape. Nous pourrions alors très bien imaginer que certaines liaisons soient envahies par du liquide en même temps que d'autres seraient envahies par de la vapeur. Toutefois, cela n'est pas pris en compte ici. Nous discuterons des conséquences de cette hypothèse lors de la présentation des résultats.

Remarque concernant les amas piégés : Nous négligeons complètement la présence d'amas piégés dans ces calculs. En d'autres termes, nous éliminons ceux-ci lorsqu'ils apparaissent, ce

qui revient à considérer qu'ils ont eu le temps de se vaporiser complètement avant d'atteindre la solution stationnaire.



**Figure IX.1 : Algorithme de calcul**

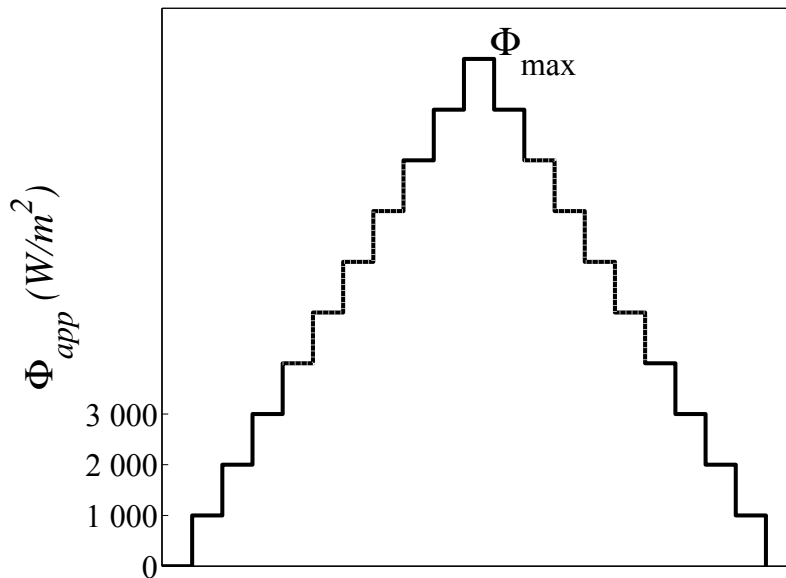
## IX.2 Application d'un échelon de puissance

Comme dans le chapitre précédent, nous allons présenter des résultats pour deux conductivités du matériau constitutif de la mèche, une de 90 W/m.K et une autre de



0.2W/m.K afin de simuler respectivement une mèche conductrice (en Nickel) et une mèche isolante (en PTFE).

Nous appliquons un échelon de puissance montant avec des paliers de 1 000 W/m<sup>2</sup> dans un premier temps, puis à partir de la solution obtenue à  $\Phi_{max}$ , nous appliquons un échelon de puissance descendant, toujours par paliers de 1 000 W/m<sup>2</sup> (voir la figure IX.2).

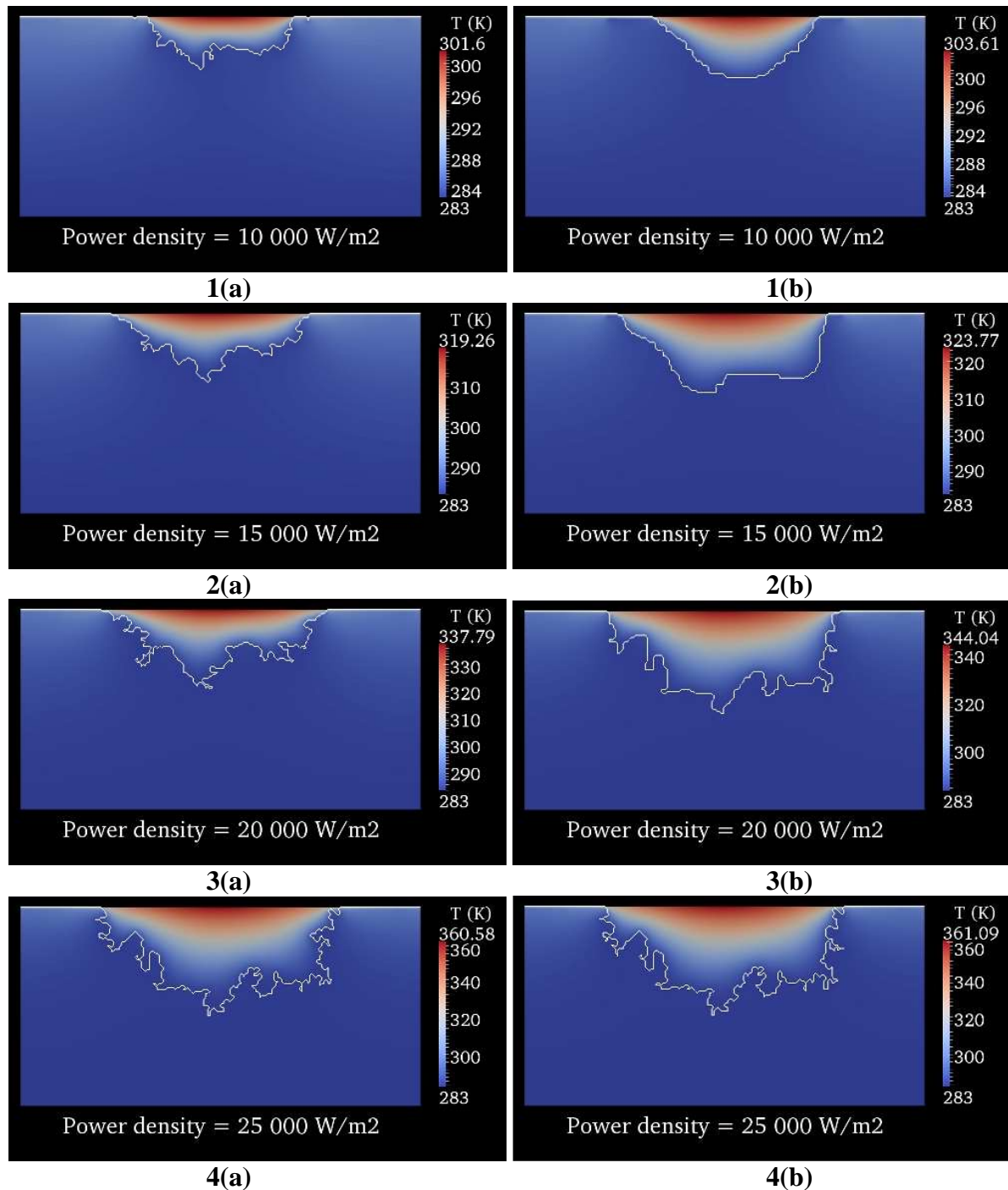


**Figure IX.2 : Echelons de puissances appliqués**

La densité de puissance maximale que l'on applique correspond soit à une surchauffe du bâti métallique d'environ 100 °C (dans le cas d'une mèche isolante), soit à une pénétration de la vapeur dans la mèche de plus de 85 % (dans le cas d'une mèche conductrice).

#### IX.2.1 Forme de la poche de vapeur

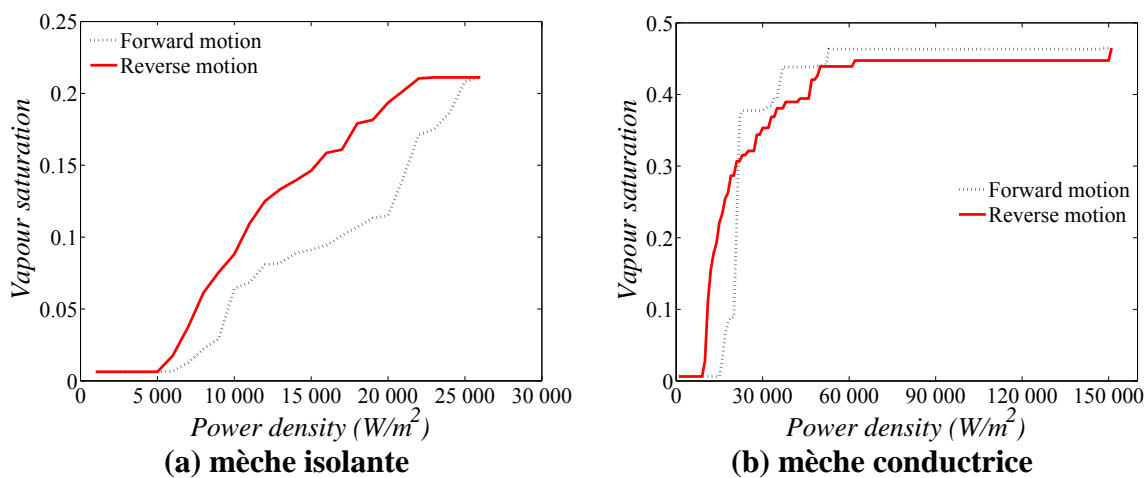
La figure IX.3 présente le résultat de la simulation obtenue avec une mèche isolante. Dans ce cas, la densité de puissance maximale appliquée à la mèche est de 26 000 W/m<sup>2</sup>. Nous avons appliqué dans un premier temps un échelon de puissance montant entre 1 000 W/m<sup>2</sup> et 26 000 W/m<sup>2</sup> (ce sont les images de 1 à 4 portant l'indice a) sur la figure IX.3, puis nous avons appliqué un échelon de puissance descendant à partir de l'état obtenu pour 26 000 W/m<sup>2</sup> jusqu'à 1 000 W/m<sup>2</sup> (ce sont les images de 4 à 1 portant l'indice b) sur la figure IX.3). Plusieurs remarques peuvent être faites sur cette figure.



**Figure IX.3 : Evolution du champ de température pour une mèche isolante en fonction de la densité de puissance appliquée. L'interface liquide vapeur est représentée en blanc. Les figures sont numérotées par ordre croissant en fonction de la densité de puissance appliquée. Les indices a) indiquent les résultats obtenus pour des paliers de puissance montants et les indices b) les résultats obtenus pour des paliers descendants.**

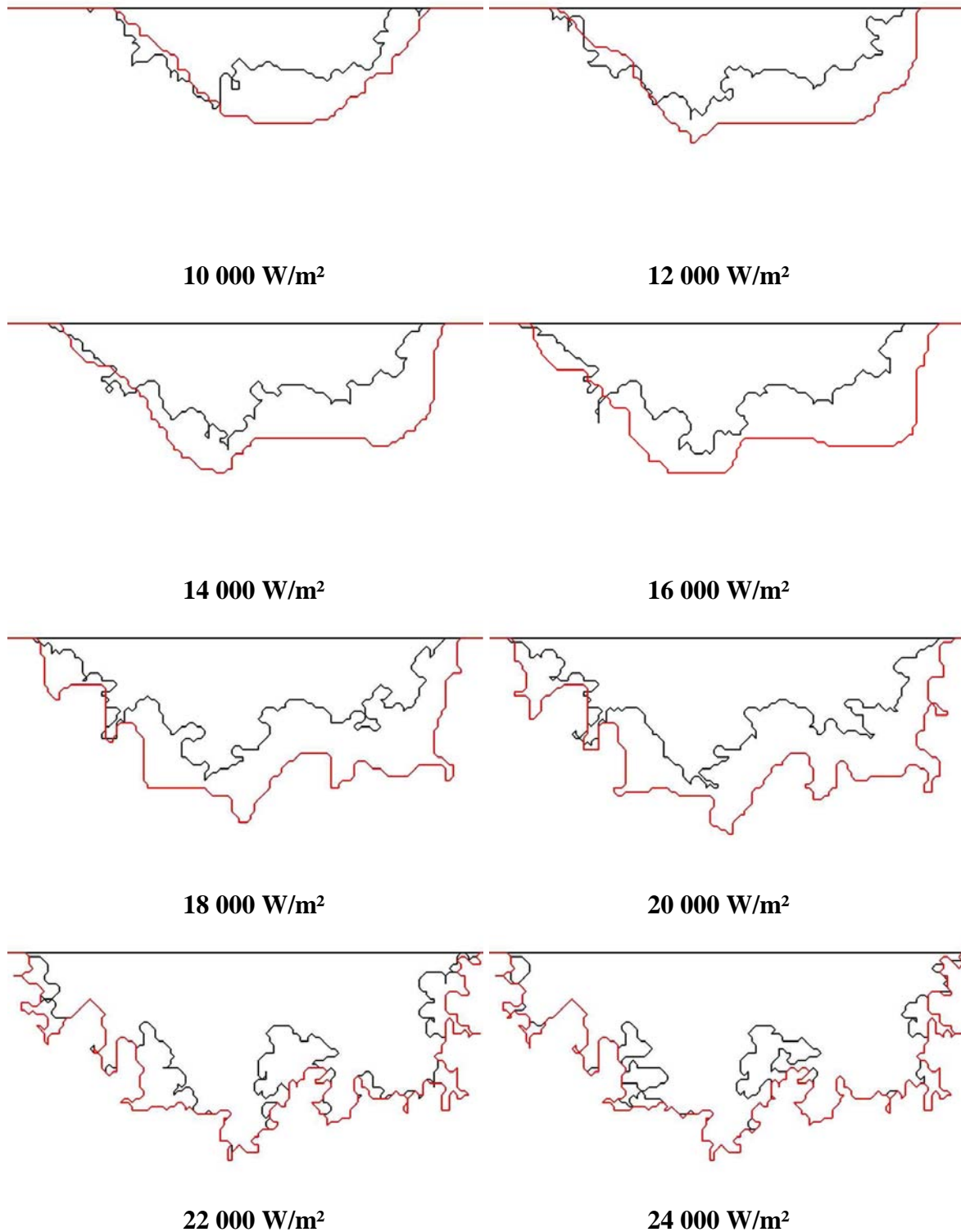
La première observation que l'on peut faire concerne la taille de la poche de vapeur. En effet, il apparaît évident que celle-ci est différente pour une même densité de puissance, suivant l'état de saturation à partir duquel les solutions stationnaires ont été trouvées. On remarque donc clairement une différence de saturation entre ces deux situations. La figure IX.4 présente cette hystérésis de saturation entre la solution obtenue par paliers croissants (« forward motion ») et par paliers décroissants (« reverse motion »).

Si l'on regarde la courbe correspondante à la mèche isolante, on remarque que la saturation de la poche de vapeur est plus importante dans le cas de paliers décroissants. Par contre, cela n'est plus vrai si l'on regarde le résultat obtenu pour une mèche conductrice, où l'on voit apparaître une inversion pour une densité de puissance d'environ  $20\,000\text{ W/m}^2$ . En effet, on constate dans ce cas là que la saturation est plus faible pour des paliers décroissants pour de fortes densités de puissance alors qu'elle est plus importante pour des densités de puissance plus faibles.



**Figure IX.4 : Evolution de la saturation en vapeur de la mèche en fonction de la densité de puissance**

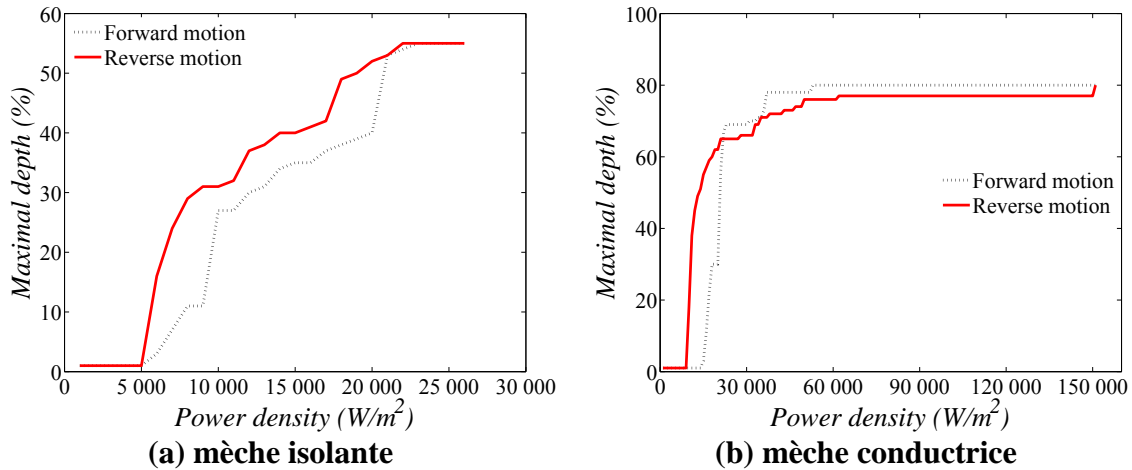
La deuxième remarque que l'on peut faire concerne l'aspect de la poche de vapeur. Si comme cela avait été montré par [Coquard (2006)] par exemple, la poche de vapeur présente de fortes irrégularités tout le long de l'interface dans le cas des puissances croissantes, par contre, on constate ici que l'interface devient beaucoup plus lisse lorsque celle-ci est trouvée à partir de paliers de puissance décroissants. Nous avons reporté sur la figure IX.5 la forme de l'interface trouvée en appliquant un palier croissant (en noir) et avec un palier décroissant (en rouge) sur la même figure pour une densité de puissance identique, toujours pour une mèche isolante.



**Figure IX.5 : Frontière de la poche de vapeur pour différentes densités de puissance trouvées avec des paliers croissants (tracés noir) et avec des paliers descendants (tracés rouge)**

La figure IX.5 permet de faire ressortir une seconde différence entre les deux situations observées concernant la profondeur de la poche de vapeur. En effet, on constate que la

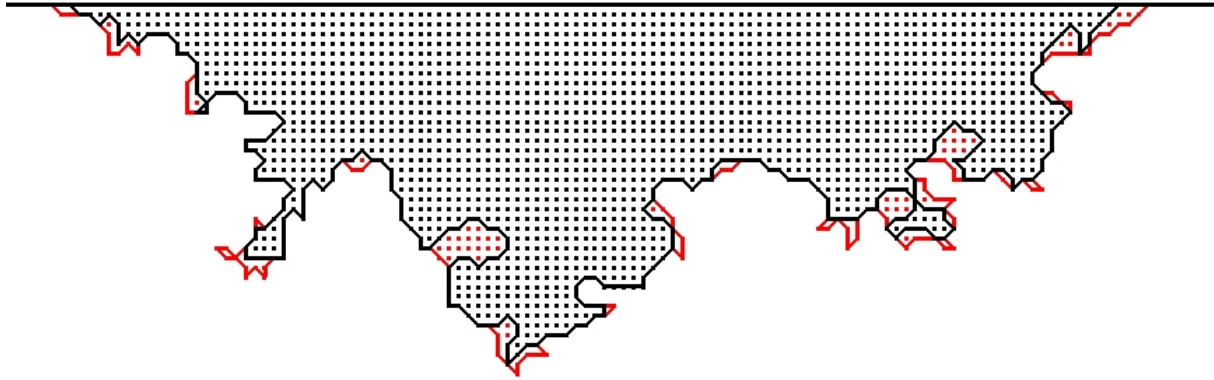
profondeur de la poche de vapeur est plus importante lors de paliers décroissants. On reporte sur la figure IX.6 la profondeur maximale atteinte par la vapeur dans la mèche adimensionnée par la profondeur totale de la mèche. De façon identique à ce que nous avons dit concernant la saturation en vapeur, on constate une inversion pour la mèche conductrice. Cette inversion intervient au même niveau de puissance que l'inversion de saturation.



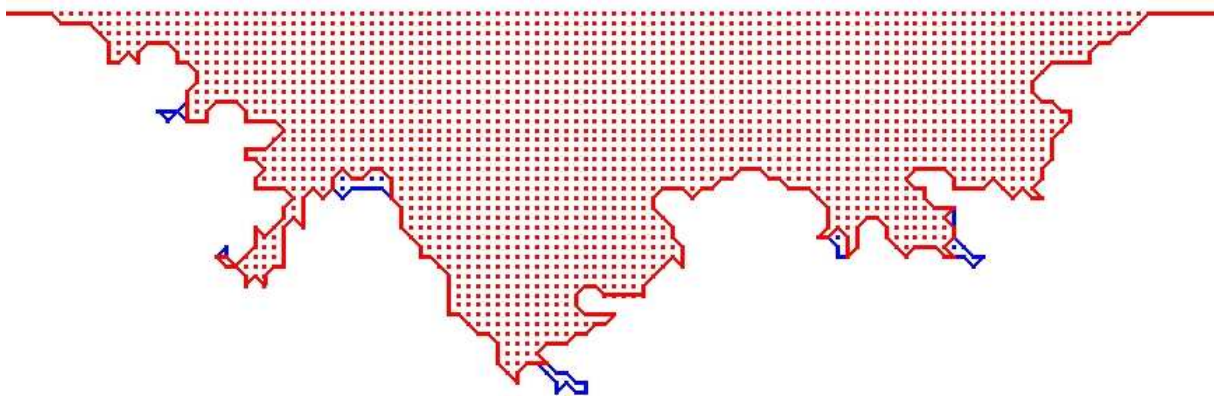
**Figure IX.6 : Evolution de la profondeur maximale de la vapeur dans la mèche en fonction de la densité de puissance**

Cette hystérésis concernant l'aspect général de la poche de vapeur s'explique facilement par la différence entre les mécanismes d'invasion par drainage et par imbibition. Les figures IX.7 et IX.8 présentent l'évolution de l'interface, dans le cas d'une mèche isolante, entre 18 000  $W/m^2$  et 20 000  $W/m^2$  respectivement pour des paliers de puissance croissants et décroissants.

Si l'on s'intéresse tout d'abord à la figure IX.7, on remarque que l'on ne peut pas dire a priori quels pores vont être envahis à l'étape suivante. En effet, la croissance se déroule de façon complètement aléatoire, ce qui a pour conséquence de générer un front très rugueux avec de nombreuses digitations capillaires. Par contre, si l'on regarde maintenant la figure IX.8, on s'aperçoit que l'invasion se passe de façon à ce que l'interface devienne la plus lisse possible, ce qui a pour effet de produire un front très facetté. On constate sur la figure IX.8 que toutes les aspérités présentes sur l'interface (générées lors de la croissance de la poche par les digitations capillaires) sont gommées une à une à chaque étape. Ce phénomène est complètement prédictif, puisque conformément à ce que nous avons dit sur les priorités d'invasion en imbibition, ce sont les pores qui possèdent le plus de voisins remplis par du liquide qui vont être envahis préférentiellement.



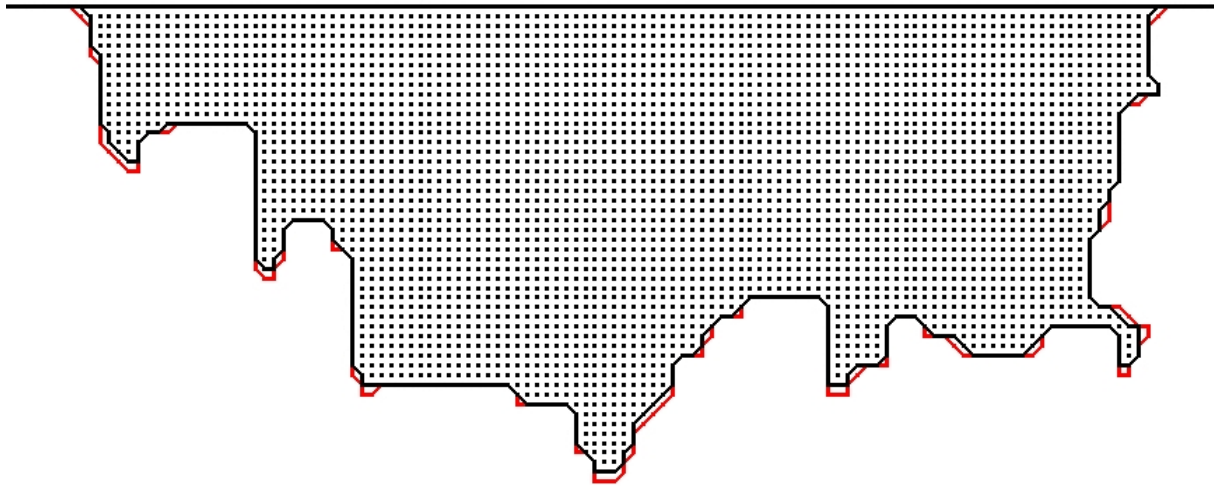
**1 : Evolution de l'interface liquide-vapeur entre 18 000 W/m<sup>2</sup> (en noir) et 19 000 W/m<sup>2</sup> (en rouge) avec un palier croissant**



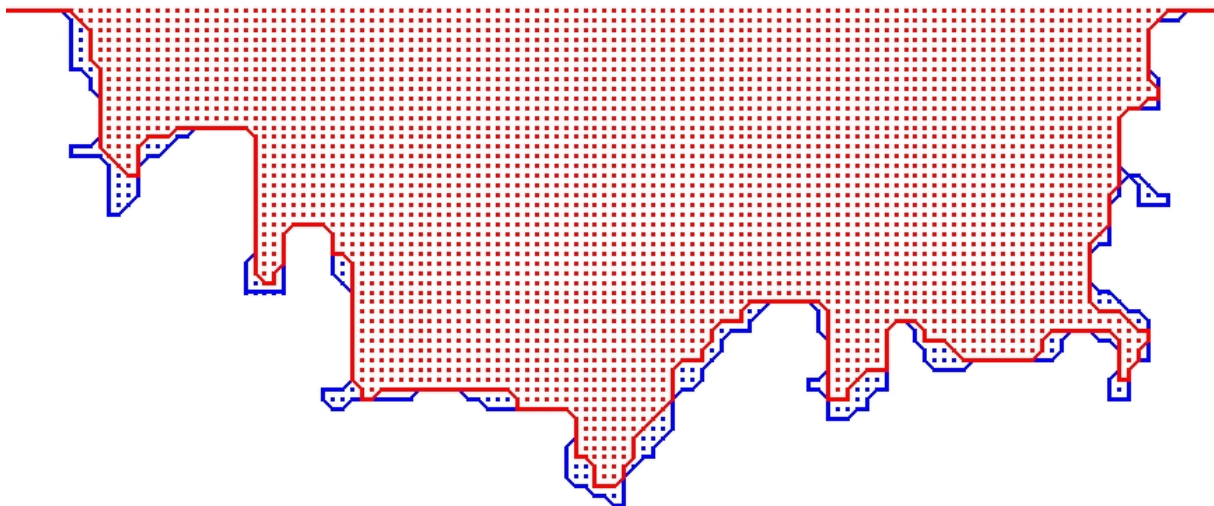
**2 : Evolution de l'interface liquide-vapeur entre 19 000 W/m<sup>2</sup> (en rouge) et 20 000 W/m<sup>2</sup> (en bleu) avec un palier croissant**

**Figure IX.7 : Forme de la poche de vapeur entre deux densités de puissance consécutives pour des paliers croissants (images 1 et 2) et pour des paliers décroissants (images 3 et 4)**





**1 : Evolution de l'interface liquide-vapeur entre 19 000 W/m<sup>2</sup> (en rouge) et 18 000 W/m<sup>2</sup> (en noir) avec un palier décroissant**



**2 : Evolution de l'interface liquide-vapeur entre 20 000 W/m<sup>2</sup> (en bleu) et 19 000 W/m<sup>2</sup> (en rouge) avec un palier décroissant**

**Figure IX.8 : Forme de la poche de vapeur entre deux densités de puissance consécutives pour des paliers croissants (images 1 et 2) et pour des paliers décroissants (images 3 et 4)**

Un phénomène particulier apparaît sur les figures IX.4 et IX.6 concernant la mèche conductrice, où l'on voit clairement que la croissance de celle-ci se déroule par paliers. Un palier particulièrement important peut être remarqué pour de fortes densités de puissances, puisque la forme de la poche de vapeur n'évolue plus dans cette situation entre 60 000 W/m<sup>2</sup> et 150 000 W/m<sup>2</sup> environ. Cela avait déjà été observé par [Figus (1996)] et s'explique par l'évolution de la chute de pression générée par l'écoulement de la vapeur dans la poche. En effet, la croissance de la poche se faisant de façon discrète, lorsque les premières liaisons sous l'ailette s'envahissent, cela permet à la vapeur produite de s'écouler beaucoup plus facilement, tout en produisant des pertes de pression plus faibles (et ce malgré l'augmentation de la densité de puissance appliquée). On comprend alors que la forme de la

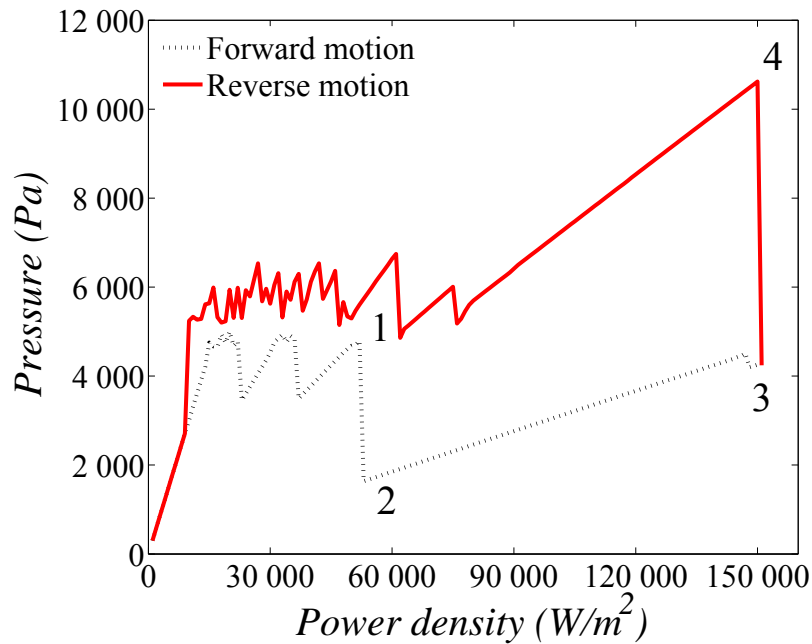
poche (qui est pilotée par cette chute de pression dans la vapeur) ne croisse plus. Cela est particulièrement vrai lorsque la poche de vapeur commence à s'ouvrir sur les cannelures, ce qui apparaît généralement pour les fortes puissances.

Pour illustrer ces propos, nous présentons sur la figure IX.9 les pertes de pression dans la vapeur en fonction de la densité de puissance. Ces pertes de pression correspondent à la différence entre la pression maximale relevée dans la poche et la pression de saturation dans les cannelures. Intéressons nous tout d'abord à l'évolution des pertes de pression pour des paliers de puissances croissants. De la même manière que l'avait remarqué [Figus (1996)], nous constatons que lorsque la poche de vapeur s'ouvre sur les cannelures, les pertes de pression dans la vapeur diminuent considérablement. Cela a pour conséquence de stopper la croissance de la poche de vapeur jusqu'à ce que les pertes de pression retrouvent un niveau nécessaire à sa croissance (soient supérieure au seuil de pression capillaire des pores ou des liens à l'interface). La forme de la poche de vapeur marque donc un palier pendant ces étapes. Si l'on regarde les images 1 et 2 de la figure IX.10, on constate en effet que la poche de vapeur s'est ouverte sur les cannelures lors de la dernière étape de croissance (partie en haut à droite).

Nous pensons que les phénomènes liés à l'imbibition pourraient permettre d'améliorer la prédiction de la forme de la poche de vapeur, en rendant possible le calcul de celle-ci pendant les étapes où les pertes de pression dans l'écoulement de la vapeur chutent brusquement. En effet, ces situations mènent à un état dans lequel le liquide est susceptible de ré-envahir la poche de vapeur. Cela dit, si la poche de vapeur se met à diminuer lors d'une augmentation de puissance, cela va à nouveau favoriser les pertes de pression dans l'écoulement de la vapeur et donc faire croître la poche à nouveau, il s'en suivrait donc logiquement un phénomène instable lors duquel plusieurs phases successives de croissance et de décroissance de la poche de vapeur interviendraient. Il est même possible qu'aucune solution stationnaire ne puisse être trouvée. Néanmoins, ce phénomène aurait comme conséquence inévitable de remodeler l'interface à mesure des décroissances successives de la poche pour la rendre beaucoup plus lisse. On peut donc imaginer que la poche de vapeur subisse des phases de remodelage aboutissant à une interface facettée lors de sa croissance. De cette manière, les paliers observés pendant les phases de croissance de la poche devraient disparaître ou tout au moins s'estomper. Ici encore, nous devons préciser que les amas piégés (effet pathologique des simulations en 2D) sont pour partie responsables de ce phénomène ou du moins de son importance. En effet, le fait de les éliminer brusquement lors d'une étape de croissance peut dans certains cas entraîner une croissance de la poche de vapeur soudaine et importante, et faire ainsi chuter considérablement les pertes de pression engendrées par l'écoulement de la vapeur, en favorisant son écoulement.

Cet aspect n'est pas pris en compte dans notre modèle, où nous interdisons la croissance simultanée par drainage et imbibition pendant une même étape, puisque nous ne regardons la stabilité des ménisques uniquement vis-à-vis du drainage lors des paliers croissants et uniquement en imbibition lors des paliers décroissants. Nous pensons que le couplage de ces deux phénomènes serait une étape nécessaire pour une future évolution du modèle.





**Figure IX.9 : Evolution des pertes de pression dans la vapeur pour la simulation réalisée avec une mèche conductrice.**

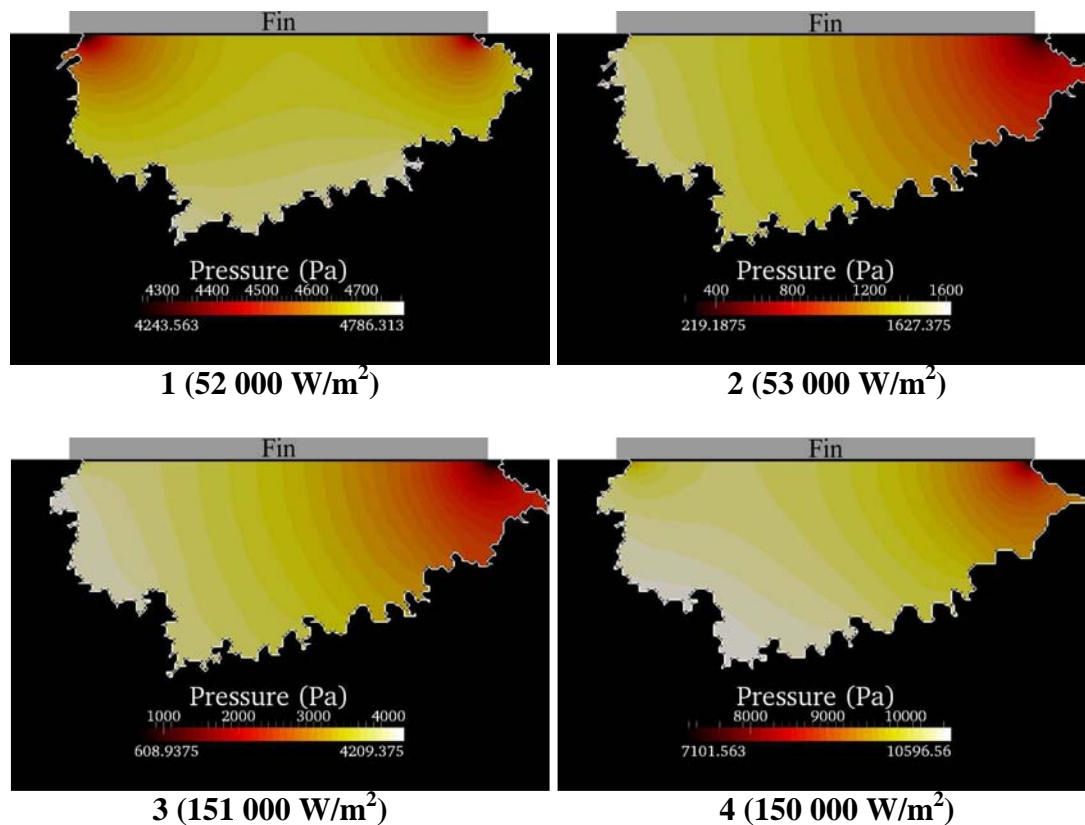
Cette analyse nous amène à nous poser des questions sur l'unicité des solutions. En effet, il a déjà été montré par [Figus (1996)] que de légères différences sont observées entre une solution obtenue par états stationnaires successifs à puissance croissante ou bien en imposant directement, comme condition aux limites, la puissance de l'état stationnaire considéré. On montre ici que des différences plus importantes encore sont à attendre suivant que la solution est obtenue en drainage ou en imbibition.

Si nous nous intéressons maintenant à la courbe présentant les résultats obtenus pour des paliers décroissants, une première observation spectaculaire peut être faite entre les images 3 et 4 sur la figure IX.9. L'image 3 représente le dernier état de croissance de la poche de vapeur et l'image 4 le premier état de diminution. L'écart relevé entre les pertes de pression dans la vapeur entre ces deux états est considérable. Cela s'explique encore une fois en raison de l'ouverture de la poche de vapeur sur les cannelures, que l'on peut remarquer sur l'image 3 et qui a disparue sur l'image 4 (en haut à droite). La densité de puissance est équivalente et la saturation de la poche de vapeur aussi, par contre, les pertes de pression générées sont largement différentes. Cela nous permet d'appréhender ce qui pourrait advenir si l'imbibition était prise en considération de façon simultanée au drainage dans nos simulations. En effet, on constate sur l'image 3 que les chutes de pression dans la vapeur sont très faibles et ce particulièrement dans la zone proche des cannelures en haut à droite. Lorsque l'imbibition est permise, en raison de la considération d'un palier de puissance décroissant, cette zone se retrouve alors nécessairement ré-envahi par du liquide. Ensuite, on remarque que les pertes de pression dans la vapeur augmentent alors de nouveau de façon très importante. Cependant, comme le drainage n'est plus permis dans cette situation, la forme de la poche de vapeur n'évolue plus. En toute rigueur, il faudrait alors considérer une situation de drainage (le niveau important des pertes de pression dans la vapeur relevées sur l'image 4 montrent que la croissance de la poche de vapeur est possible) qui aurait de fortes chances de produire une solution proche de celle présentée sur la figure 3. Il s'en suivrait alors une seconde étape

d'imbibition et ainsi de suite jusqu'à ce que la forme de la poche de vapeur génère des pertes de pression dans la vapeur ne permettant plus à l'interface d'évoluer que ce soit en drainage ou en imbibition. Toutefois, nous pensons qu'il y a de fortes chances qu'aucune solution stationnaire stable ne puisse être obtenue de cette manière.

Ensuite, on remarque que de manière identique à ce que nous avons observé pour les paliers de puissance croissants, des paliers peuvent être obtenus avec des paliers de puissance décroissants, toujours en raison de l'évolution des pertes de pression dans la vapeur. Cependant, ces effets apparaissent ici largement moins marqués que lors des paliers croissants de part le fait qu'il est difficile de piéger des amas de vapeur en imbibition.

De manière plus générale, l'analyse réalisée ici permet d'illustrer une nouvelle fois l'importance que peuvent avoir les phénomènes microscopiques sur l'évolution de la pression dans la vapeur. De part l'amplitude du phénomène, nous pensons que cela pourrait expliquer par exemple certaines instabilités de pression observées expérimentalement.



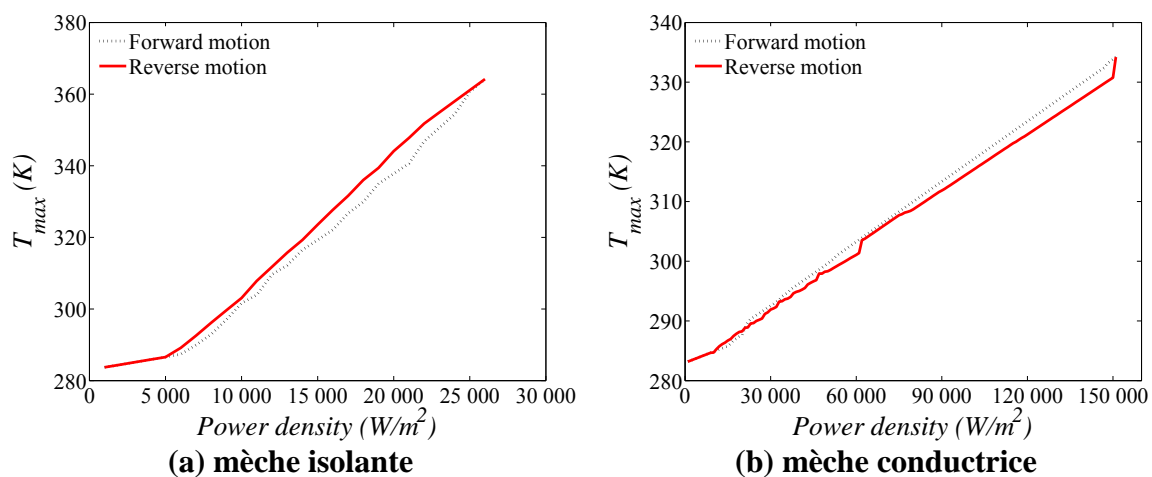
**Figure IX.10 : Champ de pression dans la poche de vapeur pour différentes densités de puissances. Les numéros des images correspondent aux étapes repérées sur la figure IX.9**

Après ce que nous avons dit concernant l'hystérésis de la forme de la poche de vapeur et sachant par ailleurs, d'après [Coquard (2006)] notamment, que celle-ci a une forte influence sur les performances de l'évaporateur, on peut légitimement s'attendre à ce que cet hystérésis détecté se répercute sur le fonctionnement de l'évaporateur. Nous allons chercher à évaluer cette hystérésis en étudiant la répartition du flux thermique et la température relevée sur la bordure métallique.

IX.2.2 Hystérésis de température

Afin d'évaluer les conséquences de cet hystérésis de répartition des phases sur l'évaporateur capillaire, intéressons nous à la température relevée sur la bordure métallique. La figure IX.11 présente tout d'abord la température maximale atteinte sur la bordure métallique en fonction de la densité de puissance appliquée pour un palier croissant et décroissant. On constate que l'hystérésis de répartition des phases se répercute sur cette température. En effet, si l'on regarde par exemple les résultats obtenus pour une mèche isolante, la température obtenue lors des paliers décroissants est, comme attendu, supérieure à celle obtenue lors des paliers croissants. En effet, cela s'explique logiquement par la résistance thermique apportée par la poche de vapeur dans la mèche, puisque aussi bien la saturation en vapeur que la profondeur maximale de la poche sont plus importantes pour des paliers décroissants, engendrant donc une résistance thermique plus forte.

Le parallèle réalisé entre l'espace occupé par la poche de vapeur (et donc la résistance thermique engendrée par celle-ci) et la température maximale de la bordure métallique est également respectée avec une mèche conductrice. En effet, la figure IX.11 montre que la température est plus grande lorsque la poche de vapeur occupe un espace plus important. Ici aussi, on peut remarquer une inversion autour de 20 000 W/m<sup>2</sup>.

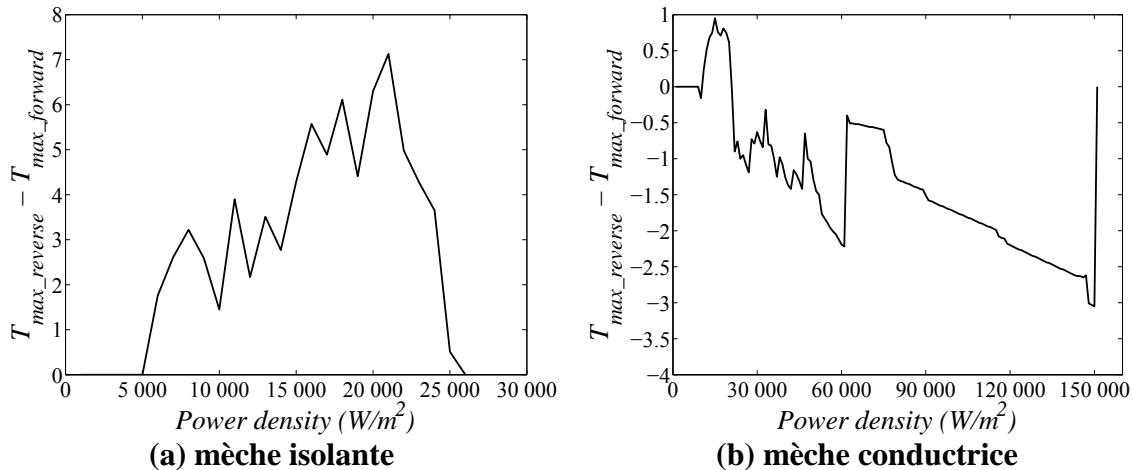


**Figure IX.11 : Evolution de la température maximale atteinte sur la bordure métallique en fonction de la densité de puissance**

Afin d'évaluer l'importance de cet hystérésis, nous présentons sur la figure IX.12 la différence de température relevée entre celle obtenue pour un palier croissant et celle obtenue pour un palier décroissant, pour une même densité de puissance. On constate que les différences sont non négligeables, celles-ci pouvant aller jusqu'à 7°C dans le cas d'une mèche isolante pour une densité de puissance d'environ 22 000 W/m<sup>2</sup>. Si l'on regarde la forme de la poche de vapeur pour cette densité de flux, on constate en effet que les écarts sont maximaux, à la fois en terme de saturation et de profondeur.

La figure IX.12 permet également de mettre en avant l'inversion que l'on a constatée pour une mèche conductrice autour de 20 000 W/m<sup>2</sup>. Cependant, bien que l'on n'observe cette inversion seulement dans le cas d'une mèche conductrice, nous pensons que cet effet est lié à la densité de puissance appliquée et non aux propriétés thermiques de la mèche. En effet, la

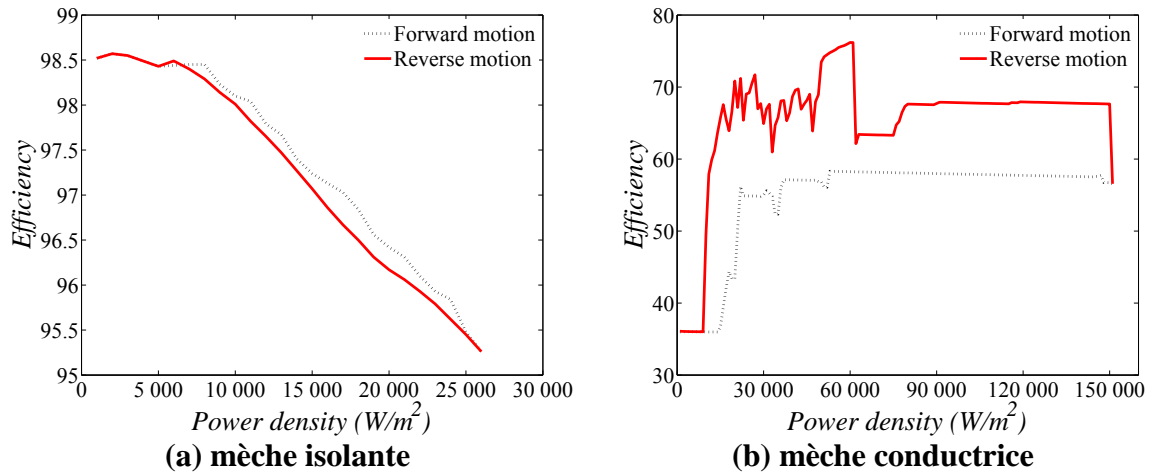
forme de la poche de vapeur étant seulement dépendante des pertes de pression dans la poche de vapeur, pour un rendement sensiblement identique de l'évaporateur, seule la densité de puissance va contrôler la forme de l'interface. Nous pouvons donc raisonnablement imaginer que si l'on poursuivait les calculs réalisés avec une mèche isolante, on observerait alors cette inversion, la forme de la poche de vapeur devenant sensiblement identique à celle d'une mèche conductrice pour une même densité de puissance. Nous obtiendrions par contre des températures extrêmement élevées qui ne seraient plus acceptables.



**Figure IX.12 : Evolution de la différence de température relevée entre la solution obtenue pour un palier décroissant et celle obtenue pour un palier croissant en fonction de la densité de puissance**

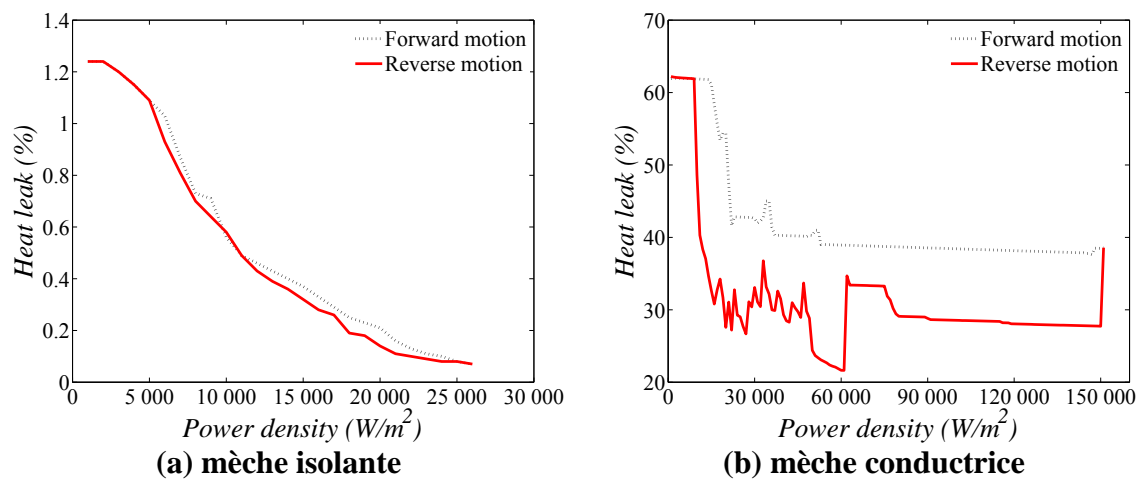
### IX.2.3 Répartition du flux de chaleur

L'hystérésis de la forme de la poche de vapeur va également entraîner des hystérésis concernant la répartition du flux de chaleur. La figure IX.13 présente le rendement de l'évaporateur (proportion du flux total appliqué utilisé pour la vaporisation du liquide). On remarque sur cette figure un impact particulièrement important de la forme de la poche de vapeur pour la mèche conductrice.



**Figure IX.13 : Evolution du rendement de l'évaporateur en fonction de la densité de puissance**

La figure IX.14 présente l'évolution du flux parasite (proportion de flux de chaleur perdu par conduction à travers la mèche). Ici encore, la conséquence de l'hystérésis se fait particulièrement ressentir dans le cas d'une mèche conductrice.



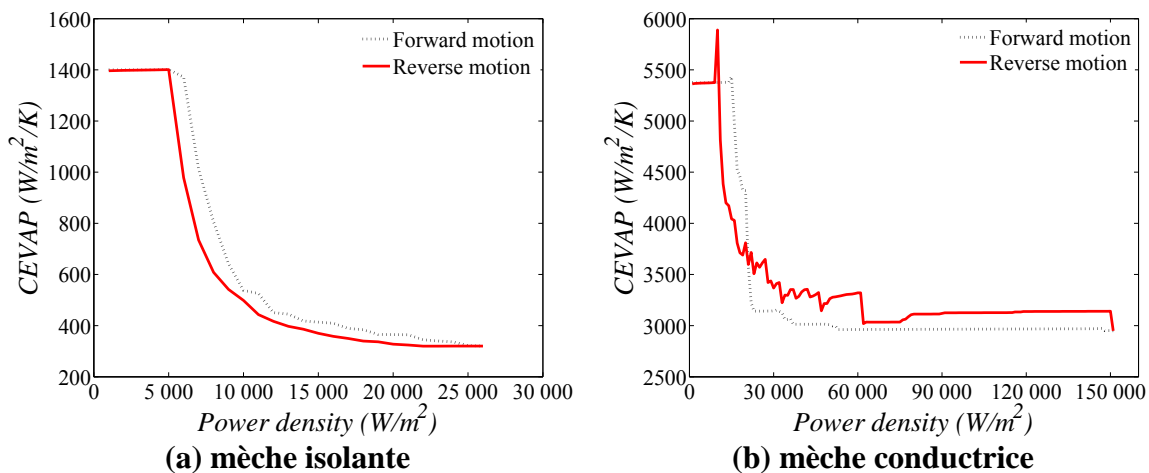
**Figure IX.14 : Evolution du flux parasite en fonction de la densité de puissance**

### IX.2.4 Hystérésis sur la conductance de l'évaporateur

Afin d'essayer de caractériser les performances de l'évaporateur, nous pouvons par exemple nous intéresser à la conductance de l'évaporateur  $CEVAP$ , qui est un paramètre classiquement utilisé dans les modèles à l'échelle du système. Cette conductance est définie par l'équation Eq. IX.4.

$$CEVAP = \frac{Q_{app}}{T_{max} - T_{sat}} \quad \text{Eq. IX.4}$$

La figure IX.15 présente l'évolution de  $CEVAP$  en fonction de la densité de puissance appliquée pour des paliers croissants et décroissants. On constate tout d'abord que celle-ci chute lorsque la poche de vapeur se développe dans la mèche, conformément à ce qui a été montré par [Coquard (2006)]. Enfin, les mêmes remarques peuvent être faites concernant l'influence de la forme de la poche de vapeur sur ce paramètre.



**Figure IX.15 : Evolution de la conductance de l'évaporateur en fonction de la densité de puissance**

## IX.3 Conclusion

Ce dernier chapitre nous a permis d'illustrer un phénomène d'hystérésis original apparaissant dans les mèches poreuses des évaporateurs capillaires. En effet, si le phénomène d'hystérésis à l'échelle de la LHP est bien connu et a déjà été étudié d'un point de vue du système, voir par exemple [Vershinin and Maydanik (2006)], un phénomène d'hystérésis plus local à l'échelle du milieu poreux a été mis en évidence ici. Cela a été rendu possible par l'utilisation d'un modèle d'imbibition couplé à un modèle stationnaire. Les écarts relevés de température se révèlent être significatifs du point de vue de l'évaporateur et méritent d'être étudiés plus en détail.

Cependant, cette conclusion doit être nuancée par la remarque que nous avons faite concernant l'évolution simultanée de la poche de vapeur en drainage et en imbibition. En effet, cela reste une étape importante dans un modèle de ce type, puisqu'il permettrait de décrire de façon beaucoup plus précise l'évolution de l'interface dans la mèche. Cela pourrait également conduire dans certains cas à des situations dans lesquelles la poche de vapeur présenterait un front de vaporisation beaucoup plus plat que ce que l'on pense jusqu'à présent, en particulier pour les fortes puissances, pendant des paliers croissants. L'effet de l'hystérésis pourrait alors se voir estomper par ce phénomène. Néanmoins, nous avons constaté une influence de l'hystérésis relativement plus importante pour une mèche isolante, où aucun palier n'a été détecté par ailleurs.





## Conclusion

Le travail présenté dans ce document traite des transferts de masse et de chaleur en milieu poreux avec vaporisation. Il a pour but d'aider à la compréhension des phénomènes transitoires ayant lieu dans les mèches poreuses des boucles fluides diphasiques à pompage capillaire. Ce problème est relativement complexe de part le nombre important de phénomènes physiques à traiter. Nous proposons de les identifier un à un ci-dessous avant de présenter l'approche que nous avons adoptée pour y faire face.

Une première difficulté réside dans la séparation des échelles existante entre les phénomènes ayant lieu dans le milieu poreux et ceux prenant place dans le système complet. La modélisation de la structure poreuse doit être représentative de la mèche d'un élément d'évaporateur capillaire, tout en conservant une description fine à l'échelle du pore, afin de ne pas négliger certains phénomènes comme la capillarité. De plus, le modèle doit également prendre en compte le système dans son ensemble afin de considérer des conditions aux limites représentatives.

Si l'on se place maintenant d'un point de vue plus proche du milieu poreux, les problématiques auxquelles on doit faire face sont multiples. Tout d'abord, il est nécessaire de modéliser une interface fluide-fluide dans une situation où interviennent à la fois la viscosité et la capillarité. De plus, nous sommes en présence d'un écoulement diphasique où l'un des deux fluides est de la vapeur, ce qui nous oblige à considérer la compressibilité de ce dernier. Enfin, il nous faut également tenir compte de la vaporisation du fluide, phénomène qui reste au centre de notre système, nous devons donc pour cela modéliser également les transferts de chaleur dans le milieu poreux.

D'un point de vue de la modélisation maintenant, notre étude étant axée sur les phases transitoires, nous avons besoin d'un modèle dynamique afin de décrire l'évolution de l'interface dans le temps.

Pour finir, le couplage de tous ces phénomènes va engendrer de nouvelles difficultés, comme par exemple l'apparition de phénomènes d'imbibition, de multi-invasions ou encore d'amas de fluide isolés. En effet, la prise en compte du système complet de LHP dans notre modèle fin de milieu poreux est à la source de deux modes de déplacement de l'interface, que sont le drainage (déplacement d'un fluide mouillant par un fluide non mouillant) et l'imbibition (déplacement d'un fluide non mouillant par un fluide mouillant), tout deux pouvant avoir lieu au cours d'une même simulation. L'évolution du front suivant ces deux modes différents, associé au caractère transitoire du modèle, va entraîner l'apparition d'amas de fluide isolés dans le milieu poreux qu'il va falloir considérer dans notre modèle. Enfin, la prise en compte nécessaire de la compressibilité de la vapeur, ainsi que de la viscosité du liquide va entraîner des problèmes de déplacement simultané de plusieurs ménisques sur l'interface (multi-invasions).

Face à tous ces phénomènes physiques, nous avons choisi de les étudier progressivement, en augmentant le niveau de complexité du modèle peu à peu, tout en essayant de valider expérimentalement un maximum d'étapes. Finalement, des réponses ont été apportées sur tous les points mentionnés ci-dessus, que ce soit d'un point de vue expérimental ou numérique. De nouvelles problématiques associées à ce problème ont même pu être mises en évidence.

Avant de présenter les avancées apportées par ce travail, les questions qu'il a soulevées, puis finalement les futurs travaux qu'il a permis d'envisager, nous proposons de présenter l'approche que nous avons adopté pour le traiter ci-dessous.

Dans un premier temps, nous avons étudié l'influence réciproque du système sur le milieu poreux, en utilisant d'une part un modèle stationnaire fin de milieu poreux existant et d'autre part un modèle simplifié pour le système. Nous avons pu de cette manière appréhender plus en détail les interactions entre les deux échelles.

Ensuite, nous avons choisi d'étudier en détail les déplacements diphasiques en milieu poreux, tout en respectant les conditions fixées par notre problématique. Ainsi, nous avons construit un modèle de réseau de pores qui décrit de façon fine les phénomènes ayant lieu dans un milieu poreux, prenant en compte à la fois les effets capillaires et visqueux. Nous avons choisi de n'étudier de cette manière qu'un seul mode de déplacement du fluide, à savoir le drainage, tout en prenant en compte la compressibilité du fluide envahisseur, celui-ci étant assimilé à un gaz. Ce premier modèle a été développé pour des situations isothermes, ce qui nous a permis de réaliser une expérience de validation quantitative. Nous avons pu de cette manière valider l'algorithme de croissance de l'interface instationnaire développé. Cette étape préliminaire a permis par ailleurs d'étudier l'influence de la compressibilité et des films liquides, sur la dynamique de croissance d'une poche de gaz dans un milieu poreux saturé en liquide. Des conclusions ont également pu être tirées concernant les phénomènes d'invasions multiples et sur leurs implications dans le mode de croissance de la poche de gaz.

Nous avons développé par la suite le modèle isotherme afin de nous retrouver dans une situation de vaporisation en milieu poreux, conformément à notre problématique. Pour cela un modèle de transfert de chaleur a été associé au modèle de réseau de pores précédemment développé. Ici encore, nous avons tenté de valider le modèle numérique par une étude expérimentale. La confrontation des résultats numériques et expérimentaux a montré un bon accord, en particulier concernant la répartition des phases. De manière plus générale, l'étude expérimentale a permis de valider le mode de croissance suggéré par le modèle numérique. Nous avons pu démontrer que la croissance de la poche de vapeur était bien pilotée par sa pressurisation, la vaporisation n'en étant que le moteur. Une seconde expérience réalisée avec un réseau de pores plus fin a révélé un autre phénomène susceptible d'intervenir dans cette problématique, que sont les films liquides. Pour ce qui concerne plus directement les problèmes relatifs à l'étude des évaporateurs capillaires, cette étude nous a donné l'occasion de proposer plusieurs scénarii originaux de croissance de la poche de vapeur pendant les phases transitoires. Parmi ceux-ci, nous pouvons citer par exemple le phénomène de transition de « pattern » au cours de la croissance ou encore la présence possible d'un « effet caloduc » dans la mèche.

Enfin, une fois validé expérimentalement, nous avons souhaité utiliser ce modèle pour renseigner certains modes transitoires des LHPs et en particulier les démarrages. Pour cela, nous avons apporté une dernière modification à notre modèle, afin de prendre en compte un mode de croissance de la poche de vapeur par imbibition. En effet, la présence de conditions

aux limites représentatives d'une LHP nous apporte une possibilité de dépressurisation de la poche de vapeur, entraînant sa ré-invasion par du liquide. Grâce à ce dernier développement, nous avons mis en évidence des phénomènes d'oscillation concernant la répartition des phases dans la mèche, pouvant se répercuter sur la température du bâti métallique. L'imbibition n'ayant encore jamais été étudiée dans cette problématique, nous avons finalement souhaité utiliser notre modèle pour étudier une deuxième phase de fonctionnement pendant laquelle ce phénomène peut intervenir, à savoir les changements de puissance décroissants. Pour cela, notre modèle a été utilisé pour simuler des situations stationnaires. Des différences significatives concernant la forme de la poche de vapeur ont été relevées entre les résultats obtenus en appliquant des paliers de puissance croissants et décroissants. Cette dernière étude nous a donné la possibilité d'étudier une source d'hystérésis dans les LHPs, apportée par le mode de croissance de la poche de vapeur dans la mèche poreuse.

Comme nous l'avons vu, de nombreux points ont été soulevés par ce travail, certains n'ayant pas été relevés ou étudiés jusqu'à présent. Parmi ceux-ci, le plus important est le mode de croissance de la poche de vapeur pendant les phases transitoires qui est pilotée par la pressurisation, générant ainsi un écoulement dans la mèche dans le sens inverse à l'écoulement classique que l'on rencontre pendant les phases stationnaires. Plusieurs conclusions ont été tirées de cette nouvelle observation, comme les différents modes de croissances que l'on peut rencontrer en fonction de la vitesse de croissance de la poche. Certains de ces modes, présentant de fortes digitations, peuvent s'avérer critiques pour le bon fonctionnement de l'évaporateur. Un second apport de ce travail concerne l'étude expérimentale. En effet, même s'il reste encore beaucoup à faire pour se retrouver dans une situation correspondante exactement à celle d'un évaporateur capillaire, elle a permis de montrer un scénario de croissance transitoire. Cela n'avait pas encore été fait jusqu'à présent bien que ce soit absolument nécessaire pour valider les approches de modélisation proposées. Pour finir, le troisième enseignement que l'on peut tirer de cette étude concerne la modélisation de l'imbibition, car ici encore, bien qu'apparaissant comme fondamentalement couplée à cette problématique, elle n'a pas encore été étudiée numériquement et simplement mentionnée très récemment dans un cadre expérimental. Les informations que l'on peut en tirer sont nombreuses. Premièrement, nous avons montré que ce phénomène pouvait être à la source d'oscillations entretenues ou non dans le milieu poreux. Deuxièmement, dans le cas d'oscillations entretenues, cela peut conduire à trouver une condition initiale de la poche de vapeur dans la mèche, ce point étant généralement très peu renseigné et donc souvent difficile à évaluer dans les modèles stationnaires (dans lesquels il est généralement simplement supposé que la première rangée de pores sous l'ailette est remplie de vapeur). Enfin, un phénomène d'hystérésis entraîné par les différences de formes de la poche de vapeur, dues aux mécanismes d'imbibition lors des changements de puissance décroissants ont également été mis en évidence ici pour la première fois.

De manière moins définitive que les remarques faites ci-dessus concernant les conclusions de ce travail, nous pouvons citer quelques points qui ont été soulevés. En premier lieu, nous avons signalé un éventuel troisième mode de fonctionnement d'une LHP, pouvant apparaître lorsque celle-ci fonctionne avec une poche de vapeur dans la mèche. Cette observation, que l'on aurait pu suggérer au regard des précédents résultats fournis par les modèles stationnaires de croissance de poche de vapeur dans la mèche poreuse, a été mis en évidence ici grâce au couplage d'un de ces modèles avec un modèle général à l'échelle du système. Ce troisième mode de fonctionnement, intervenant après le mode dit « à conductance constante », peut être vu comme un mode « à conductance de l'évaporateur variable ». Une seconde remarque peut être faite concernant la possible évolution d'une poche de vapeur se développant au sein du milieu poreux. Dans cette situation, on se retrouve avec une poche de

vapeur déconnectée du reste de la boucle et celle-ci peut logiquement évoluer de manière identique à celle proposée dans ce travail. On peut donc envisager dans une telle situation, qu'un écoulement liquide se crée dans une direction différente de celle classiquement évoquée pour les modes stationnaires. Une autre observation importante soulevée par nos expériences est la présence probable de films liquides dans la poche de vapeur. Bien que ceux-ci soient classiquement étudiés dans d'autres problématiques comme le séchage par exemple, très peu de modèles ont proposé de les prendre en compte vis-à-vis de notre application. Leur influence peut cependant s'avérer considérable, ces derniers rapprochant le front de vaporisation vers la zone chaude et installant une zone diphasique dans le mèche. Enfin, les enseignements apportés par ce travail concernant l'imbibition, que ce soient les oscillations ou l'hystérésis, soulèvent également plusieurs questions quant à leurs conséquences à l'échelle du système.

## Perspectives

Après tout ce que nous avons dit sur les enseignements apportés par ce travail concernant la vaporisation en milieu poreux, nous pouvons légitimement ressentir une certaine forme de frustration sur leurs implications directes dans le contexte des évaporateurs capillaires. En effet, même si des exemples d'exploitation ont été proposés dans la dernière partie, une étude plus dédiée et plus systématique reste bien évidemment une perspective très intéressante. Dans cette logique, deux pistes doivent être explorées simultanément dans un but d'aide à la conception. D'une part, une étude de sensibilité doit être menée, car comme nous l'avons vu, de nombreux paramètres sont susceptibles d'avoir un rôle important, nous pouvons citer par exemple les propriétés physiques du milieu poreux, sa conductivité thermique, sa perméabilité, la taille moyenne des pores ou encore des propriétés relatives à la conception de l'évaporateur capillaire, comme la position et la taille des cannelures ou encore le contact entre la mèche et le bâti métallique. D'autre part, cette étude doit nécessairement s'accompagner d'une étude statistique pour qu'elle puisse être d'une réelle aide à la conception. En effet, du point de vue de l'ingénierie, une seule simulation réalisée avec un modèle de réseau de pore ne peut représenter qu'un résultat particulier, sans être complètement représentatif d'un milieu réel. Pour cela, des statistiques doivent être faites sur un grand nombre de réalisations (entre une centaine et plusieurs milliers en fonction de ce que l'on veut étudier et du niveau de précision recherché). Bien évidemment, une limite de cette démarche est la rapidité de calcul. Dans notre contexte, que ce soit pour des calculs stationnaires sur un réseau de 20 000 pores ou pour des calculs transitoires sur des réseaux plus petits de 1 225 pores, le grand nombre d'itérations requises, lors desquelles plusieurs systèmes doivent être résolus ainsi que de nombreux tests de stabilités effectués pour obtenir une solution, nous limite considérablement dans cette voie (le temps de calcul moyen est d'environ 15 minutes pour une réalisation d'un calcul transitoire avec un processeur Intel Core i7). Cependant, nous pouvons penser que l'accroissement constant des puissances de calcul ainsi que le calcul parallèle rendront possible ce travail très prochainement.

En ce qui concerne la modélisation des phénomènes transitoires, il reste une phase qui n'a pas été abordée dans ce travail, bien qu'elle nous semble très importante. Il s'agit des

changements de puissance lorsqu'une poche de vapeur est présente dans la mèche et connectée avec les cannelures. En effet, une étape de modélisation supplémentaire reste à franchir pour simuler correctement cette phase, car contrairement à notre modèle transitoire, l'écoulement de la vapeur doit nécessairement être pris en compte. Notre modèle étant fondé sur l'hypothèse d'une pression uniforme dans la poche de vapeur, une modification de l'algorithme de croissance doit être envisagée. Nous avons commencé à étudier ce problème, sans pour autant avoir eu le temps d'implémenter complètement l'algorithme développé et donc d'en avoir tiré des résultats. De plus, quelques nouveaux problèmes liés à la modélisation sont apparus lors des premiers essais. Nous présentons l'algorithme proposé dans les annexes, en indiquant les problèmes que nous avons relevés lui étant associés.

Un autre aspect que nous n'avons pas eu le temps d'étudier est la possible simultanéité entre les phénomènes de drainage et d'imbibition. Comme nous l'avons mentionné dans les conclusions des deux derniers chapitres, nous suspectons que ce phénomène puisse dans certains cas avoir une certaine influence. En effet, de nombreux résultats nous laissent penser qu'un scénario lors duquel des liaisons liquides pourraient être envahies de façon conjointe avec l'invasion de liaison vapeur est possible. Cependant, là encore, l'algorithme devrait être repensé pour prendre en compte ce phénomène, afin d'admettre certaines instabilités qui se créeraient alors, notamment au niveau des conditions aux limites à l'interface.

Pour finir avec l'aspect modélisation, nous devons mentionner ici la principale limite de tous les modèles présentés jusqu'à présent, ce travail y compris, qui est la réduction du domaine à une représentation en 2D. En effet, on sait que dans le cas de l'utilisation d'un modèle de type réseau de pores, le passage d'un milieu 3D à un modèle 2D masque un certain nombre de phénomènes et à l'inverse, en exacerbe d'autres. Parmi les phénomènes les plus impactés, on peut noter les amas piégés qui est un phénomène généralement pathologique des modèles 2D. Cela est dû à la faible connectivité (nombre de pores adjacents à chaque pore) des réseaux 2D par rapport aux milieux réels. Cependant, si le passage à un modèle 3D ne pose pas de problèmes particuliers vis-à-vis de la modélisation, nous nous retrouvons face à un problème de temps de calcul, qui demanderait d'optimiser l'implémentation de l'algorithme et d'utiliser une puissance de calcul plus grande.

Ce dernier aspect nous permet d'ouvrir le champ des perspectives et de parler de modèles prédictifs des performances d'un évaporateur capillaire. Dans un objectif d'optimisation, il peut être effectivement désirable de disposer d'un modèle entièrement prédictif à l'échelle de l'évaporateur capillaire. Si un modèle de type réseau de pores 3D n'est pas envisageable en raison des difficultés de temps de calcul évoquées précédemment, il nous semble tout de même que son utilité soit indiscutable afin d'envisager l'utilisation d'un modèle continu, autorisant la réalisation de calculs sur un domaine beaucoup plus large. Plusieurs modèles continus existent pour décrire les milieux poreux, plus ou moins adaptés à notre situation. Les résultats obtenus grâce à un calcul de type réseau de pore 3D donneraient la possibilité de justifier le choix d'un modèle en particulier, tout en faisant apparaître les principaux défauts qui lui sont associés. Nous pourrions ainsi évaluer la pertinence des modèles généralement utilisés et l'intérêt de porter un effort plus important de modélisation pour construire un modèle continu plus complexe, qui soit suffisamment représentatif de notre problématique. De plus, les réseaux de pores 3D peuvent également constituer un bon outil pour renseigner les paramètres effectifs nécessaires aux modèles continus. On pourrait imaginer par exemple des calculs réalisés sur une structure poreuse réelle obtenue par micro tomographie.

Nous devons toutefois conditionner les perspectives présentées jusqu'à présent à la réalisation d'un modèle transitoire de boucle permettant d'imposer des conditions aux limites entièrement représentatives. Si de nombreux modèles de milieux poreux proposés jusqu'à maintenant ont montré leurs performances de simulation, ce point reste encore un obstacle majeur à franchir pour pouvoir simuler les performances d'un évaporateur à l'échelle de la boucle.

De façon plus générale, une des questions fréquemment soulevée et toujours très peu étudiée concerne les conditions de nucléation dans le milieu poreux. En effet, s'il est maintenant généralement admis qu'une poche de vapeur puisse être présente dans la mèche poreuse d'une LHP, les conditions d'apparition de celle-ci sont encore très peu renseignées. Des efforts seraient très certainement à faire sur ce point, que ce soit en terme de modélisation ou d'un point de vue expérimental. Un point en particulier encore très peu étudié, bien que fondamental dans de nombreux modèles de mèche poreuse, est le contact entre le bâti métallique et la mèche poreuse.

Enfin, ce qui nous semble peut être la perspective la plus importante à ce travail concerne l'aspect expérimental. En effet, comme nous avons pu le constater dans l'étude bibliographique, un manque crucial d'expériences réalisées sur des milieux poreux dans ce contexte se fait ressentir. Plus précisément, si quelques études ont été tentées (en y incluant celle présentée dans ce travail), aucune d'entre elles n'a permis de caractériser l'état du fluide dans la structure poreuse lors du fonctionnement d'une boucle, que ce soit en terme de visualisation de la distribution des phases ou de mesure du champ de température par exemple. Des résultats de cette nature seraient évidemment extrêmement enrichissants, en particulier pour conforter les observations réalisées grâce aux différents modèles développés et valider ou invalider certains scénarii proposés, ainsi que pour en révéler éventuellement de nouveaux.







## Références

- [Aker et al. (1998) a] Aker, E., K. Maloy, A. Hansen, and G. Batrouni (1998). A two-dimensional network simulator for two-phase flow in porous media. *Transport in porous media* 32, 163–186.
- [Aker et al. (1998) b] Aker, E., K. J. Maloy, and A. Hansen (1998). Simulating temporal evolution of pressure in two-phase flow in porous media. *Physical review E* 58, 2217–2226.
- [Alexander (1972)] Alexander, E. (1972). *Structure property relationships in heat pipe wicking material*. Ph. D. thesis, North Carolina State University, Dept. of Chemical Engineering.
- [Anduze (2000)] Anduze, M. (2000). *Etude expérimentale et numérique de microécoulements liquides dans les microsystemes fluidiques*. Ph. D. thesis, INSAT.
- [Aussillous and Quéré (2000)] Aussillous, P. and D. Quéré (2000). Quick deposition of a fluid on the wall of a tube. *Physics of Fluids* 12(10), 2367–2371.
- [Bandhauer et al. (2006)] Bandhauer, T., A. Agarwal, and S. Garimella (2006). Measurement and modelling of condensation heat transfer coefficients in circular microchannels. *Journal of Heat Transfert Vol 128*, pp 1050-1059.
- [Binert et al. (1997)] Binert, W. B., Y. F. Maydanik, and J. M. Gottschlich (1997, 20-22 May). The proof-of-feasibility of multiple evaporator loop heat pipe. In *Proc. of 6th European symposium on Space Environmental Control Systems*, Noordwijk, The Netherlands, pp. 393–398.
- [Blunt (1997)] Blunt, M. J. (1997). Pore level modeling of the effects of wettability. *Society of Petroleum Engineers Journal* 2, 494–510.
- [Blunt and Scher (1995)] Blunt, M. J. and H. Scher (1995). Pore-level modelling of wetting. *Physical review E* 52(6), 6387–6403.
- [Bretherton (1960)] Bretherton, F. (1960). The motion of long bubbles in tubes. *Journal of Fluid Mechanics* 10, 166–188.
- [Buz and Goncharov (2010)] Buz, V. and K. Goncharov (2010). Modelling of vapour generating in small porous capillary structures. In *Proc. 15th International Heat Pipe Conference (15th IHPC)*, Clemson, USA.

- [Cao and Faghri (1994)] Cao, Y. and A. Faghri (1994). Conjugate analysis of a flate-plate type evaporator for capillary pumped loops with three-dimensional vapour flow in the groove. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 37(3), 401–409.
- [Carey (1983)] Carey, V. (1983). *Liquid-Vapour phase change phenomena* (Second ed.). New York, NY: Hemisphere Publishing Corporation.
- [Chandler et al. (1982)] Chandler, R., J. Koplik, K. Lerman, and J. Willemsen (1982). Capillary displacement and percolation in porous media. *Journal of Fluid Mechanics* 119, 249–267.
- [Chapuis (2006)] Chapuis, O. (2006). *Influence des conditions de mouillage sur les déplacements quasi-statiques eau-air et l'évaporation en milieu poreux modèles. Application à la gestion de l'eau dans les piles à combustibles de type PEMFC*. Ph. D. thesis, thèse INPT.
- [Chapuis and Prat (2007)] Chapuis, O. and M. Prat (2007). Influence of wettability conditions on slow evaporation in two-dimensional porous media. *Physical review E* 75, 1–11.
- [Chauvet et al. (2009)] Chauvet, F., P. Duru, S. Geoeffroy, and M. Prat (2009). Three periods of drying of a single square capillary tube. *Physical Review Letters* 103, 124502.
- [Chen et al. (2006)] Chen, Y., M. Groll, R. Mertz, Y. F. Maydanik, and S. V. Vershinin (2006). Steady-state and transient performance of a miniature loop heat pipe. *International Journal of Thermal Sciences* 45, 1084–1090.
- [Chernysheva et al. (2007)] Chernysheva, M., S. Vershinin, and Y. Maydanik (2007). Operating temperature and distribution of a working fluid in lhp. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50, 2704–2713.
- [Chernysheva and Maydanik (2008)] Chernysheva, M. A. and Y. F. Maydanik (2008). Numerical simulation of transient heat and mass transfer in a cylindrical evaporator of a loop heat pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51, 4204–4215.
- [Chernysheva and Maydanik (2009)] Chernysheva, M. A. and Y. F. Maydanik (2009). Heat and mass transfer in evaporator of loop heat pipe. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 23(4), 725–731.
- [Constantinides and Payatakes (1991)] Constantinides, G. and A. Payatakes (1991). A theoretical model of collision and coalescence of ganglia in porous media. *Journal of Colloid and Interface Science* 141(2), 486–504.
- [Coquard (2006)] Coquard, T. (2006). *Transferts couplés de masse et de chaleur dans un élément d'évaporateur capillaire*. Ph. D. thesis, thèse INPT.
- [Coquard et al. (2007)] Coquard, T., M. Prat, A. LarueDeTournemine, and C. Figus (2007). Pore-network models as a tool for the analysis of heat and mass transfer with phase change in the capillary structure of loop heat pipe. In *Proc. of the 14th International Heat Pipe Conference*, Florianopolis, Brazil.

- [Cox (1962)] Cox, B. (1962). On driving a viscous fluid out of a tube. *Journal of Fluids Mechanics* 14, 81–96.
- [Deminov and Yatsenko (1994)] Deminov, A. S. and E. S. Yatsenko (1994). Investigation of heat and mass transfer in the evaporator zone of a heat pipe operating by the "inverted meniscus" principle. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 37(3), 2155-2163.
- [d'Entremont and Ochterbeck (2010)] d'Entremont, B. P. and J. M. Ochterbeck (2010, 25-30 April). Visualisation of a low-heat-load lhp startup. In *Proc. of the 15th International Heat Pipe Conference*, Clemson, USA.
- [Dobson and Chato (1998)] Dobson, M. and J. Chato (1998). Condensation in smooth horizontal tubes. *Journal of Heat Transfert Vol 120*, pp 193-213
- [Dong and Blunt (2009)] Dong, H. and M. J. Blunt (2009). Pore-network extraction from micro-computerized-tomography images. *Physical Review E* 80, 036307–1,036307–11.
- [Dunbar and Cadell (1998)] Dunbar, N. and P. Cadell (1998). Working fluids and figure of merit for cpl/lhp applications. In *The Aerospace Corporation (CPL-98 Workshop)*.
- [Ewing and Berkowitz (2001)] Ewing, R. P. and B. Berkowitz (2001). Stochastic pore-scale growth models of dnapi migration in porous media. *Advances in Water Resources* 24, 309–323.
- [Faghri (1995)] Faghri, A. (1995). *Heat Pipe Science and Technology*. Taylor and Francis.
- [Figus (1996)] Figus, C. (1996). *Changement de phase en milieu poreux. Application à l'étude d'un évaporateur capillaire*. Ph. D. thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse.
- [Figus et al. (1999)] Figus, C., Y. L. Bray, S. Bories, and M. Prat (1999). Heat and mass transfer with phase change in a porous structure partially heated. continuum model and pore network simulations. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 42, 2557–2569.
- [Figus et al. (2003)] Figus, C., L. Ounougha, P. Bonzom, W. Supper, and C. Puillet (2003). Capillary fluid loop developments in astrium. *Applied Thermal Engineering* 23, 1085–1098.
- [Flingoh et al. (1992)] Flingoh, C. Oh, and C. C. Let (1992). Surface tensions of palm oil, palm olein and palm stearin. *ELAEIS* 4(1), 27–31.
- [Groll and Khandekar (2003)] Groll, M. and S. Khandekar (2003, May). Pulsating heat pipes: Progress and prospects. In *Proc. of International Conference on Energy and the Environment*, Shanghai, China.
- [Hoang and Ku (2005)] Hoang, T. and J. Ku (2005, 15-18 August). Mathematical modelling of loop heat pipes with multiple evaporators and multiple condensers. In *Proc. of 3rd International Energy Conversion Engineering Conference*, San Francisco, California, USA.

- [Hongxing et al. (2005)] Hongxing, Z., L. Guiping, D. Ting, Y. Wei, S. Xingguo, R. G. Sudakov, and Y. F. Maydanik (2005). Investigation of startup behaviors of a loop heat pipe. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 19(4), 509–518.
- [Kaviany (1999)] Kaviany, M. (1999). *Principles of Heat Transfer in Porous Media* (Second ed.). Springer-Verlag.
- [Kaya and Goldak (2006)] Kaya, T. and J. Goldak (2006). Numerical analysis of heat and mass transfer in the capillary structure of a loop heat pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 49, 3211–3220.
- [Kaya and Hoang (1999)] Kaya, T. and T. Hoang (1999). Mathematical modeling of loop heat pipes and experimental validation. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 13(3), 314–320.
- [Kaya et al. (2008)] Kaya, T., R. Pérez, C. Gregori, and A. Torres (2008). Numerical simulation of transient operation of loop heat pipes. *Applied Thermal Engineering* 28, 967–974.
- [Klob and Cerro (1991)] Klob, W. B. and R. Cerro (1991). Coating the inside of a capillary of square cross section. *Chemical engineering science* 46(9), 2181–2195.
- [Kretschmer et al. (1946)] Kretschmer, C., J. Nowarowska, and R. Wiebe (1946). Solubility of oxygen and nitrogen in organic solvents from -25°C to 50°C. *Industrial and engineering chemistry* 38(5), 506–510.
- [Ku (1999)] Ku, J. (1999, 12-15 July). Operating characteristics of loop heat pipes. In *Proc. of 29th International Conference on Environmental System*, Denver, Colorado, USA.
- [Ku and Rodriguez (2003)] Ku, J. and J. Rodriguez (2003, July). Low frequency high amplitude temperature oscillations in loop heat pipe operation. In *Proc. of the 33th International Conference on Environmental Systems*, Vancouver, BC, Canada.
- [Kutz (2005)] Kutz, M. (Ed.) (2005). *Mechanical Engineers' Handbook: Energy and Power* (Third ed.), Volume 4. Wiley.
- [Launay and Mekni (2010)] Launay, S. and N. Mekni (2010, 25-30 April). Specifically design loop heat pipe for quantitative characterisation. In *Proc. of the 15th International Heat Pipe Conference*, Clemson, USA.
- [Launay et al. (2007)] Launay, S., V. Sartre, and J. Bonjour (2007). Parametric analysis of loop heat pipe operation: a literature review. *International Journal of Thermal Sciences* 46, 621–636.
- [Launay et al. (2008)] Launay, S., V. Sartre, and J. Bonjour (2008, October-December). Analytical model for characterisation of loop heat pipes. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 22(4), 623–631.

- [Lenormand et al. (1988)] Lenormand, R., E. Touboul, and C. Zarcone (1988). Numerical models and experiments on immiscible displacements in porous media. *Journal of Fluids Mechanics* 189, 165–187.
- [Lenormand and Zarcone (1984)] Lenormand, R. and C. Zarcone (1984). Role of roughness and edges during imbibition in square capillaries. *Society of Petroleum Engineers of AIME - SPE13264*.
- [Lenormand et al. (1983)] Lenormand, R., C. Zarconne, and A. Sarr (1983). Mechanisms of the displacement of one fluid by another in a network of capillary ducts. *Journal of Fluids Mechanics* 135, 337–353.
- [Li and Cheng (2004)] Li, J. and P. Cheng (2004). Bubble cavitation in a microchannel. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47, 2689–2698.
- [Li et al. (2010)] Li, J., D. Wang, and G. Peterson (2010). Experimental studies on a high performance compact loop heat pipes with a square flat evaporator. *Applied Thermal Engineering* 30(6-7), 741–752.
- [Li and Ochterbeck (1999)] Li, T. and J. M. Ochterbeck (1999, 28 June - 1 July). Effect of wick thermal conductivity on startup of a capillary pumped loop evaporator. In *Proc. of the 33rd Thermophysics Conference*, Norfolk, VA, USA.
- [Lide (2004)] Lide, D. R. (Ed.) (2003-2004). *Handbook of Chemistry and Physics* (84th ed.). CRC Press.
- [Lipinski (1984)] Lipinski, R. J. (1984). A coolability model for post-accident nuclear reactor debris. *Nuclear Technologie* 65, 53–66.
- [Maydanik et al. (1995)] Maydanik, Y., N. Solodovnik, and Y. Fershtater (1995). Investigation of dynamic and stationary characteristics of loop heat pipes. In *Proc. of 9th International Heat Pipe Conference*, Albuquerque.
- [Maydanik (2005)] Maydanik, Y. F. (2005). Loop heat pipes. *Applied Thermal Engineering* 25, 635–657.
- [Maydanik et al. (2005)] Maydanik, Y. F., S. V. Verchinin, M. Korukov, and J. Ochterbeck (2005). Miniature loop heat pipes - a promising means for cooling electronics. *IEEE Transactions on Components and Packaging Technologies* 28(2), 290–296.
- [Maydanik et al. (2003)] Maydanik, Y. F., S. V. Vershinin, and C. Gerhart (2003, 15-17 September). Miniature lhps, with a flat and a cylindrical evaporator - which one is better ? In *Proc. of International Two-Phase Thermal Control Technology Workshop*, Noordwijk, The Netherlands.
- [Min et al. (2009)] Min, D. H., G. S. Hwang, Y. Usta, O. N. Cora, M. Koc, and M. Kaviany (2009). 2-d and 3-d modulated porous coating for enhanced pool boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52, 2607–2613.

- [Nagai et al. (2005)] Nagai, H., M. Muto, M. Murakami, and S. Ueno (2005, 6-9 June). Start-up behavior of double-condenser loop heat pipe. In *Proc. of the 38th AIAA Thermophysics Conference*, Toronto, Ontario, Canada.
- [Nikitkin and Cullimore (1998)] Nikitkin, M. and B. Cullimore (1998, July 13-16). Cpl and lhp technologies: What are the differences, what are the similarities ? In *Proc. of 28th International Conference on Environmental Systems*, Danvers, Massachusetts, USA.
- [Nikitkin et al. (1999)] Nikitkin, M., E. Kotlyarov, and G. Serov (1999, July). Basics of loop heat pipe temperature control. In *Proc. of International Conference On Environmental Systems*, Denver, Colorado, USA.
- [Peterson (1994)] Peterson, G. P. (1994). *An Introduction to Heat Pipes, Modeling, Testing and Applications*. Wiley Interscience.
- [Pouzet et al. (2004)] Pouzet, E., J. L. Joly, V. Platel, J. Y. Grandpeix, and C. Butto (2004). Dynamic response of a capillary pumped loop subjected to various heat load transients. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47, 2293–2316.
- [Prat (2002)] Prat, M. (2002). Recent advances in pore-scale models for drying of porous media. *Chemical engineering journal* 86, 153–164.
- [Prat (2007)] Prat, M. (2007). On the influence of pore shape, contact angle and film flows on drying of capillary porous media. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50, 1455–1468.
- [Prat (2010)] Prat, M. (2010). Pore network models for the study of transfers in the porous wick of loop heat pipes. In *Proc. of the 15th International Heat Pipe Conference*.
- [Prat and Bouleux (1999)] Prat, M. and F. Bouleux (1999). Drying of capillary porous media with a stabilized front in two dimensions. *Physical Review E* 60(5), 5647–5656.
- [Quere (1999)] Quere, D. (1999). Fluid coating on a fiber. *Annual review of Fluids mechanics* 31, 347–384.
- [Riehl and Siqueira (2006)] Riehl, R. R. and T. C. P. A. Siqueira (2006). Heat transport capability and compensation chamber influence in loop heat pipes performance. *Applied Thermal Engineering* 26, 1158–1168.
- [Satik and Yortsos (1996)] Satik, C. and Y. Yortsos (1996). A pore-network study of bubble growth in porous media driven by heat transfer. *ASME Journal of Heat Transfer* 118, 445–462.
- [Shah (1979)] Shah, M. (1979). A general correlation for heat transfer during film condensation inside pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 22, 547–556.
- [Soler (2009)] Soler, P. (2009). *Expérimentation et modélisation thermohydraulique des boucles à pompage capillaire de type Loop Heat Pipe (LHP) : étude du lien entre la chambre de compensation et l'évaporateur*. Ph. D. thesis, Université de provence.

- [Triplett et al. (1999)] Triplett, K., S. Ghiaasiaan, S. Abdel-Khalik, A. Lemouel, and B. McCord (1999). Gas-liquid two phase flow in microchannels part ii: void fraction and pressure drop. *International Journal of Multiphase Flow* 25, 395–410.
- [Vedvik et al. (1998)] Vedvik, A., G. Wagner, U. Oxaal, J. Feder, P. Meakin, and T. Jossang (1998). Fragmentation transition for invasion percolation in hydraulic gradients. *Physical Review Letters* 80(14), 3065–3068.
- [Vershinin and Maydanik (2006)] Vershinin, S. V. and Y. F. Maydanik (2006). Hysteresis phenomena in loop heat pipes. *Applied Thermal Engineering* 27(5-6), 962–968.
- [Vershinin and Maydanik (2007)] Vershinin, S. V. and Y. F. Maydanik (2007). Investigation of pulsations of the operating temperature in a miniature loop heat pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50(25-26), 5232–5240.
- [Vlassov and Riehl (2008)] Vlassov, V. V. and R. R. Riehl (2008). Mathematical model of a loop heat pipe with cylindrical evaporator and integrated reservoir. *Applied Thermal Engineering* 28, 942–954.
- [Wang and Beckermann (1993)] Wang, C. Y. and C. Beckermann (1993). A two-phase mixture model of liquid-gas flow and heat transfer in capillary porous media, part i: Model formulation. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 36, 2747–2758.
- [Wilkinson and Willemsen (1983)] Wilkinson, D. and J. Willemsen (1983). Invasion percolation : a new form of percolation theory. *Journal of Physics A* 16, 3365–3376.
- [Wong et al. (1991)] Wong, H., S. Morris, and C. Radke (1991). Three dimensional menisci in polygonal capillaries. *Journal of Colloid and Interface Science* 148(2), 317–336.
- [Wong et al. (1992)] Wong, H., S. Morris, and C. Radke (1992). Two dimensionnal menisci in nonaxisymmetric capillaries. *Journal of Colloid and Interface Science* 148(1), 284–288.
- [Wong et al. (1995a)] Wong, H., C. Radke, and S. Morris (1995a). The motion of long bubbles in polygonal capillaries. part 1. thin films. *Journal of Fluid Mechanics* 292, 71–94.
- [Wong et al. (1995b)] Wong, H., C. Radke, and S. Morris (1995b). The motion of long bubbles in polygonal capillaries. part 2. drags, fluid pressure and fluid flow. *Journal of Fluid Mechanics* 292, 95–110.
- [Woods (1999)] Woods, A. W. (1999). Liquid and vapor flow in superheated reock. *Annual Revue of Fluid Mechanics* 31, 171–199.
- [Yan and Ochterbeck (2003)] Yan, Y. H. and J. M. Ochterbeck (2003). Numerical investigation of the steady state operation of a cylindrical capillary pumped loop evaporator. *Journal of Electronic Packaging* 125(2), 251–260.



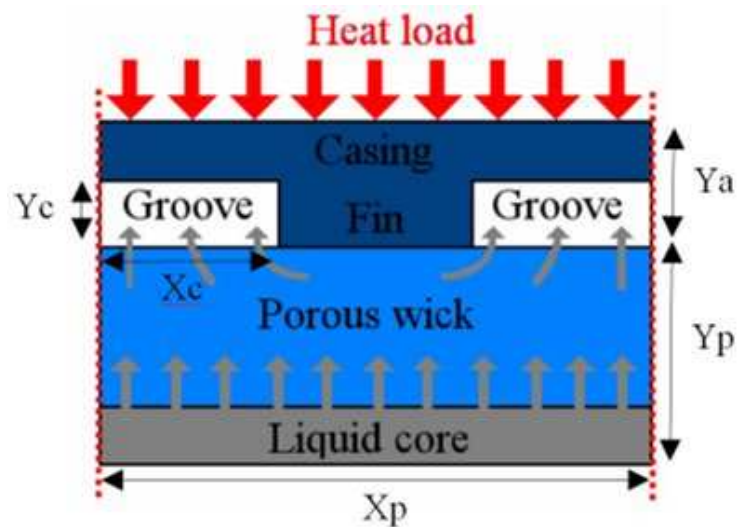


## Annexes

ANNEXE A.	RAPPEL DU MODELE STATIONNAIRE DEVELOPPE PAR [COQUARD (2006)]	- 243 -
ANNEXE B.	ALGORITHME DE DETECTION DES AMAS PIEGES	- 246 -
ANNEXE C.	TRAITEMENTS D'IMAGES	- 249 -
ANNEXE D.	INFLUENCE DES GAZ INCONDENSABLES	- 256 -
ANNEXE E.	CROISSANCE D'UNE POCHE DE GAZ PAR EXPANSION THERMIQUE	- 257 -
ANNEXE F.	ANALYSE DE L'EVOLUTION D'UNE POCHE DE VAPEUR PIEGEE AU CŒUR DE LA MECHE.	- 268 -
ANNEXE G.	OBTENTION D'UNE SOLUTION STATIONNAIRE	- 272 -



## ANNEXE A Rappel du modèle stationnaire développé par [Coquard (2006)]



**Figure A.1 : Domaine d'étude**

Les hypothèses principales du modèle sont :

- Processus stationnaire
- Structure capillaire homogène et isotrope
- Pas de gravité
- Pas de radiation
- Equilibre thermique local entre la structure solide et le fluide de travail

Le problème à résoudre est exprimé comme suit pour la situation la plus complexe, i.e. en présence d'une poche de vapeur (la situation où la mèche est parfaitement saturée en liquide étant un cas particulier). Nous rappelons que le modèle se distingue des approches réseaux « classiques ». Il est dit « mixte », car les champs de pression et de température sont calculés par des équations homogénéisées tandis que la capillarité est gérée en s'appuyant sur la structure réseau. Tous les détails sur ce modèle ainsi que ses hypothèses peuvent être trouvés dans ([Coquard (2006)]).

Conduction de la chaleur dans le bâti :

$$\nabla(\lambda_a \nabla T) = 0$$

**Eq. A.1**

Transferts de masse et de chaleur dans la mèche poreuse:

Région liquide:

$$(\rho C_p)_l U_l \cdot \nabla T = \nabla \cdot (\lambda_l^* \nabla T) \quad \text{Eq. A.2}$$

$$\nabla U_l = 0 \quad \text{Eq. A.3}$$

$$U_l = -\frac{K}{\mu_l} \nabla P \quad \text{Eq. A.4}$$

Région vapeur:

$$(\rho C_p)_v U_v \cdot \nabla T = \nabla \cdot (\lambda_v^* \nabla T) \quad \text{Eq. A.5}$$

$$\nabla \cdot (\rho_v U_v) = 0 \quad \text{Eq. A.6}$$

$$U_v = -\frac{K}{\mu_v} \nabla P \quad \text{Eq. A.7}$$

$$\rho_v = \frac{PM}{RT} \quad \text{Eq. A.8}$$

Relation de Clausius-Clapeyron:

$$P_s(T_{sat}) = P_{ref} \exp\left(-\frac{L_v M}{R} \left[\frac{1}{T_{sat}} - \frac{1}{T_{ref}}\right]\right) \quad \text{Eq. A.9}$$

Conditions de continuité et conservation de l'énergie au niveau de l'interface vapeur/liquide dans la mèche.

$$T_l = T_v = T_{sat}(P_v) \quad \text{Eq. A.10}$$

$$\rho_v U_v \cdot n = \rho_l U_l \cdot n \quad \text{Eq. A.11}$$

$$[-\lambda_l^* \nabla T] \cdot n = [-\lambda_v^* \nabla T] \cdot n + L_v \dot{m} \quad \text{Eq. A.12}$$

Condition limite et condition de conservation de l'énergie au niveau de l'interface mèche ailette.

$$\nabla P \cdot n = 0 \quad \text{Eq. A.13}$$

$$[-\lambda_i^* \nabla T] \cdot n = [-\lambda_a \nabla T] \cdot n, \quad i = l \text{ or } v \quad \text{Eq. A.14}$$

Conditions aux limites au niveau de l'interface mèche/cannelures.

$$\left[ -\lambda_l^* \nabla T \right]_n = L\dot{m} \quad \text{Eq. A.15}$$

Ou

$$\lambda_v^* \nabla T \cdot n = h_c (T - T_{can}) \quad \text{Eq. A.16}$$

Le coefficient d'échange thermique  $h_c$  est calculé de la même manière que dans ([Kaya and Goldak (2006)]).

Condition limite au niveau de l'interface ailette/cannelure.

$$\lambda_a \nabla T \cdot n = h_c (T - T_{can}) \quad \text{Eq. A.17}$$

Condition limite sur la face d'entrée de la mèche (au niveau de l'interface mèche/alimentation liquide).

$$T = T_{sat} - \Delta T_0 \quad \text{Eq. A.18}$$

$$P = P_{sat}(T_{sat}) \quad \text{Eq. A.19}$$

Condition limite sur la surface externe de l'ailette (charge thermique).

$$\lambda_a \nabla T \cdot n = Q \quad \text{Eq. A.20}$$

Des conditions de périodicité sont imposées sur les faces latérales du domaine d'étude.

## ANNEXE B      Algorithme de détection des amas piégés

L'algorithme d'invasion se base sur le repérage des amas de liquide ou de gaz présents dans le réseau. Il peut exister plusieurs amas liquides ou gazeux qui ne soient pas connectés entre eux.

Durant l'invasion, il est parfois nécessaire de repérer tous les amas. L'algorithme utilisé est un algorithme de "recherche en profondeur". Il est valable pour tous types de réseau (régulier ou irrégulier) contenant des pores et des liens interconnectés entre eux. Il permet de trouver tous les amas liquides ou gazeux, et de les numéroter.

### Description de l'algorithme de recherche des amas liquides (voir la figure B.1) :

1. On choisit un numéro d'amas qui sera le numéro correspondant au premier amas scanné
2. L'algorithme peut débuter par n'importe quel élément, sachant que tous les pores et tous les liens seront scannés et que l'ordre n'a pas d'importance.
3. Si l'élément ne contient pas de liquide, l'attribut *dejà\_analysé* de l'élément devient vrai et on recommence l'étape 2 en choisissant un autre élément qui n'a pas été analysé.  
Si l'élément contient du liquide. Passer à l'étape 4.
4. L'attribut *dejà\_analysé* de l'élément devient vrai.  
Si l'élément contient du liquide, il fait donc partie de l'amas que est en train d'être scanné et l'attribut *numero\_amas* de l'élément reçoit le numéro de cet amas. Passer à l'étape 5.
5. L'algorithme se poursuit en scannant un par un tous les voisins de cet élément (si c'est un pore, les voisins sont des liens, et inversement). Passer à l'étape 6.
6. Faire l'étape 7 avec un de ces voisins tant qu'il en reste, sinon passer à l'étape 8.
7. Si cet élément a déjà été scanné, (*dejà\_analysé* est vrai), refaire l'étape 6 avec un autre voisin.  
Si le voisin n'a pas été déjà scanné et que celui-ci ne contient pas de liquide, l'attribut *dejà\_analysé* de l'élément devient vrai, puis refaire l'étape 6 avec un autre voisin.  
Si le voisin n'a pas été déjà scanné et que celui-ci contient du liquide, refaire l'étape 4 avec cet élément.
8. On parvient à cette étape lorsque tous les éléments connectés par du liquide ont été trouvés. On recommence alors à l'étape 2 en analysant un nouvel élément n'ayant pas été scanné et on incrémente le numéro d'amas.

Cet algorithme est récursif, on peut le voir comme un traceur qui visite tous les éléments liquides, revenant en arrière lorsqu'il est dans un élément contenant du gaz, poursuivant son chemin lorsque l'élément contient du liquide, ou alors modifiant sa trajectoire lorsqu'il rencontre un élément où il est déjà passé.

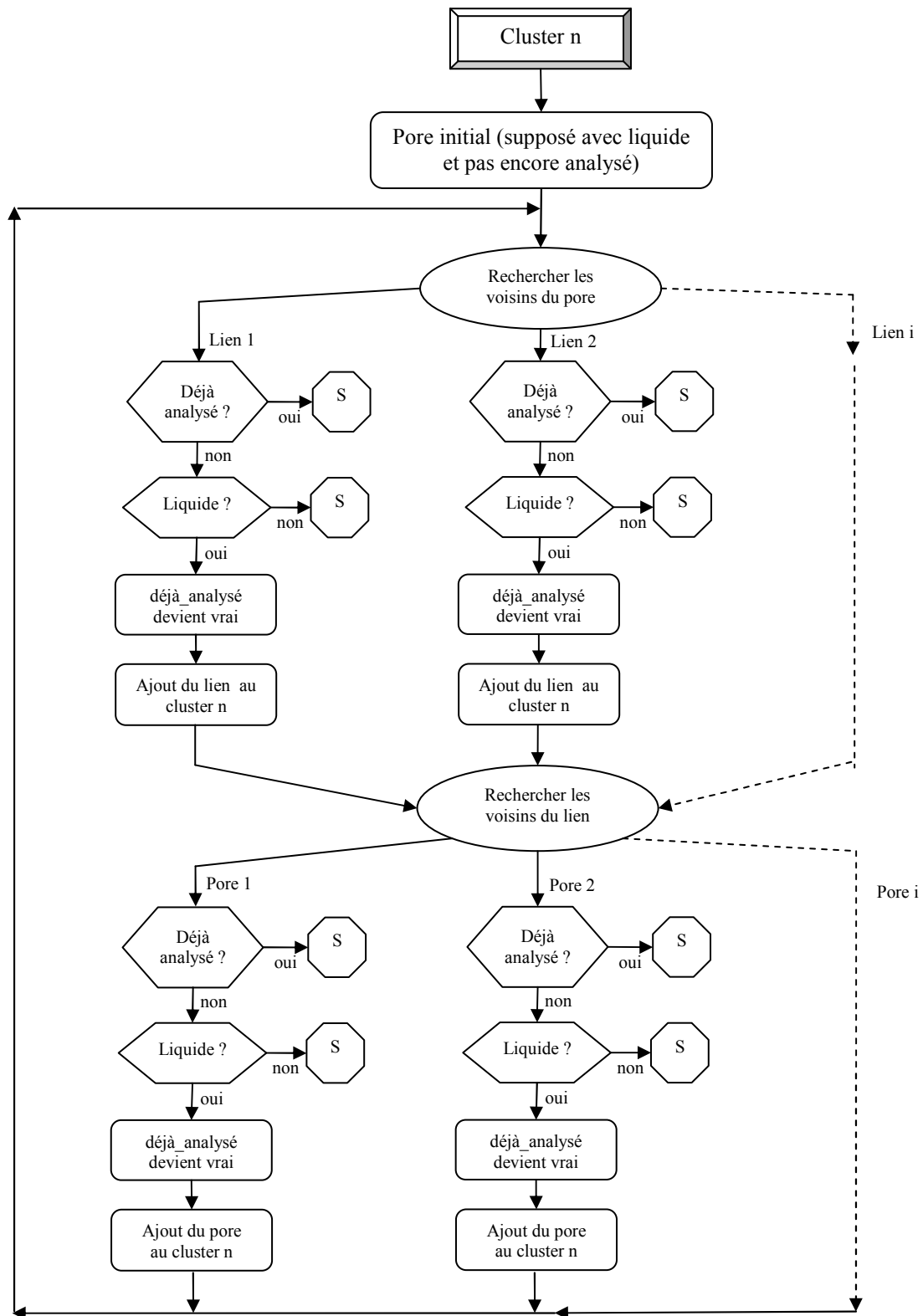
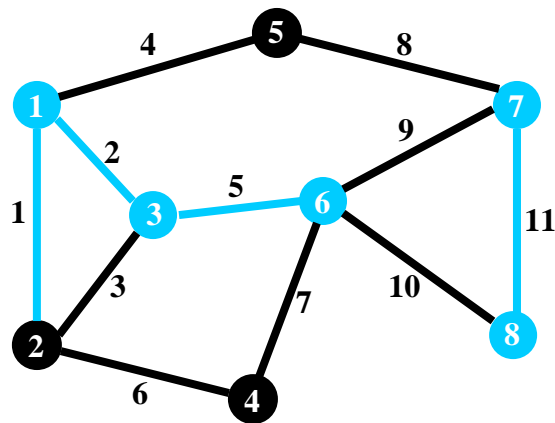


Figure B.1: Algorithme de détection d'amas



**Figure B.2 : exemple de réseau avec deux amas liquides distincts, le liquide est représenté en bleu et le gaz en noir.**

Application de l'algorithme sur le réseau présenté sur la figure B.2:

L'algorithme débute par l'analyse du pore 1. Son attribut *dejà\_analysé* devient vrai. Le pore contient du liquide. Il fait donc partie du cluster numéroté 1. Ses liens voisins sont analysés un par un.

Le lien 1 est analysé en premier. Son attribut *dejà\_analysé* devient vrai. Il contient du liquide, il est donc ajouté au cluster 1. On applique alors au lien 1 la même méthode que celle employée pour le pore 1, à savoir l'analyse des voisins. Les voisins du lien sont les pores 1 et 2. Le pore 1 a déjà été analysé (*dejà\_analysé* est vrai), donc la recherche est arrêtée dans cette direction. Ensuite le pore 2 est analysé (*dejà\_analysé* devient vrai). Il ne contient pas de liquide, donc la recherche s'arrête.

La recherche dans l'embranchement du lien 1 est terminée, elle se poursuit dans le lien 2. Son attribut *dejà\_analysé* devient vrai. Il contient du liquide, il est donc ajouté au cluster 1. On analyse alors les pores voisins. Seul le pore 3 n'a pas encore été analysé : il contient du liquide, il est donc ajouté au cluster 1. L'algorithme se poursuit de la même manière, le lien 5 et le pore 6 sont ajoutés au cluster 1, et l'analyse s'arrête.

Le dernier voisin du pore 1 à analyser est le lien 4. Il ne contient pas de liquide, donc la recherche s'arrête là.

Ainsi, la totalité du cluster 1 a été identifiée.

L'algorithme redémarre à partir d'un pore qui n'a pas encore été analysé, par exemple le pore 4. Ce pore ne contient pas de liquide, donc l'algorithme est arrêté.

Si l'on redémarre depuis le pore 7, un nouveau cluster est trouvé puisque le pore contient du liquide. La poursuite de l'algorithme permet d'identifier le cluster 2 comme l'ensemble des pores 7 et 8, et du lien 11.

Une fois que tous les pores ont été scannés, l'algorithme est terminé.



## ANNEXE C Traitements d'images

Tous les traitements d'images présentés ici ont été réalisés avec *Matlab*.

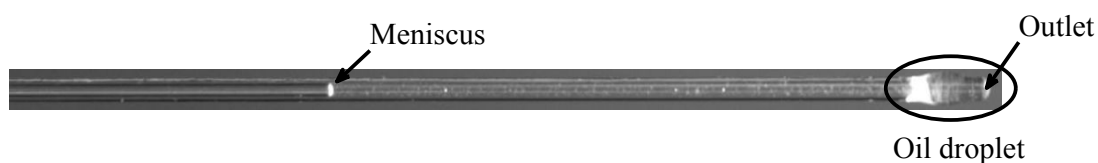
### Tubes capillaires (Chap. IV)

Dans le cas des tubes capillaires, l'objectif est de repérer la position du ménisque. Des images brutes obtenues par notre dispositif expérimental des conditions initiales et d'une mesure au cours de l'expérience sont présentées sur les figures C.1 et C.2. On remarque sur ces deux images que de multiples réflexions ont lieu sur le ménisque, le faisant apparaître en blanc.

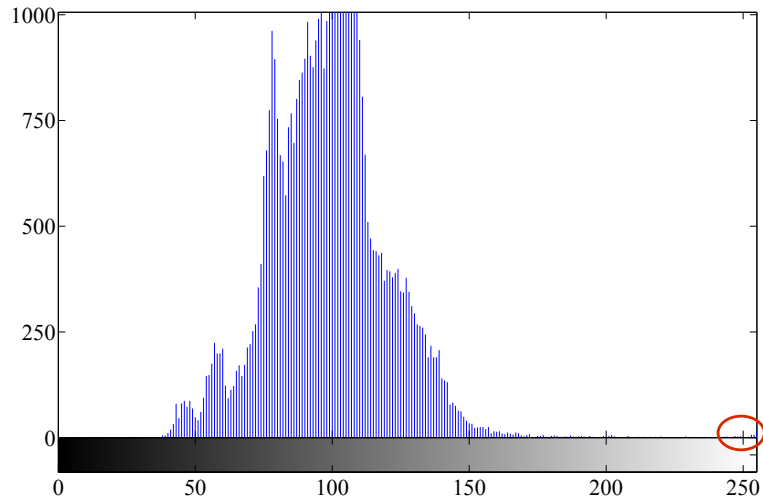
Ces images sont prises en niveaux de gris, la figure C.3 présente l'histogramme correspondant à la figure C.1. Comme on l'a dit précédemment, le ménisque apparaît en blanc, intéressons nous donc aux niveaux correspondant au blanc. L'histogramme présenté sur la figure C.4 est le même que précédemment mais concentré sur les pixels blancs. On remarque que le nombre de pixels blancs augmente légèrement pour des niveaux de gris très proche du maximum, c'est dans ces quelques pixels que l'on retrouve le ménisque. On décide alors de binariser l'image brute en choisissant comme valeur de seuillage le niveau de gris à partir duquel le nombre de pixels blancs augmente. Le résultat de cette binarisation pour la figure C.1 (resp. C.2) est présenté sur la figure C.5 (resp. C.6).



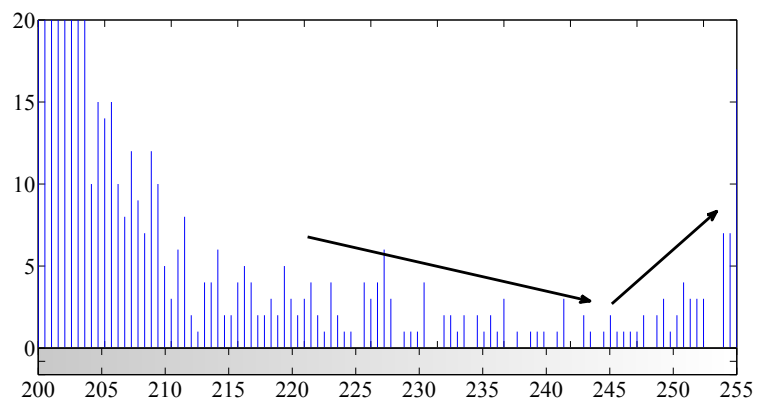
**Figure C.1 : Image brute des conditions initiales de l'expérience.**



**Figure C.2 : Exemple d'image brute obtenue au cours d'une expérience.**



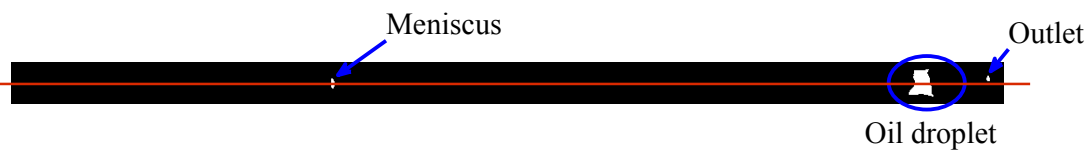
**Figure C.3 : Histogramme complet de la figure C.1**



**Figure C.4 : Histogramme recentré sur les pixels blancs de la figure C.1.**



**Figure C.5 : Résultat de la binarisation de la figure C.1.**



**Figure C.6 : Résultat de la binarisation de la figure C.2.**

Comme le montrent les figures C.5 et C.6 ; le ménisque apparaît suffisamment précisément pour que l'on puisse relever sa position dans le tube. La ligne rouge sur ces images représente le milieu du tube, qui est l'axe sur lequel on relève la position du ménisque.

La principale difficulté de cette méthode est d'évaluer correctement l'épaisseur du ménisque. En effet, le ménisque comprend plusieurs pixels en largeur (généralement entre 2 et 4), ce qui entraîne une légère incertitude sur la position réelle de celui-ci. Cependant, cette incertitude est très faible et peut être largement négligée. Elle peut toutefois expliquer certaines non linéarités observées dans nos résultats. Par convention, nous choisissons de prendre dans tous les cas le premier pixel blanc rencontré comme position du ménisque.

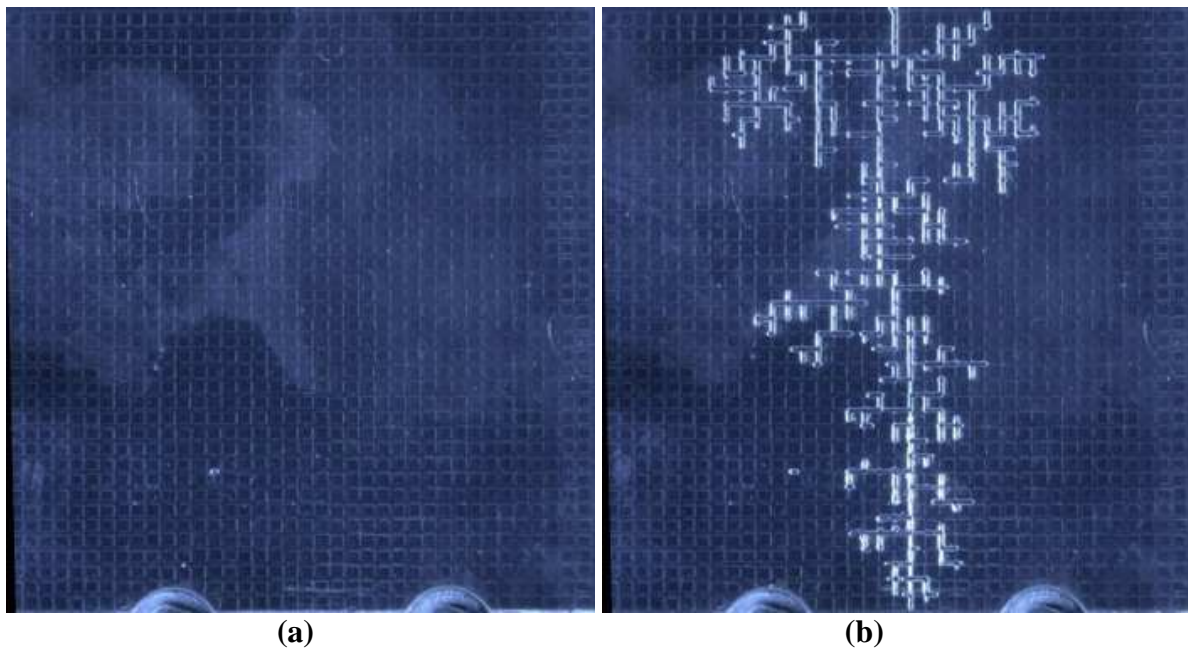
L'image présentée sur la figure C.2 a été choisie car elle illustre un des défauts de notre dispositif expérimental, qui ne permet pas d'évacuer proprement le liquide drainé dans le tube. Comme nous l'avons fait remarquer dans le chapitre IV, une goutte d'huile a tendance à ce former à la sortie du tube capillaire, pouvant dans certains cas (par exemple sur l'expérience présentée à la figure IV.5), générer un léger gradient de pression hydrostatique visible sur les résultats.

#### Réseaux de pores en Plexiglas (Chap. V)

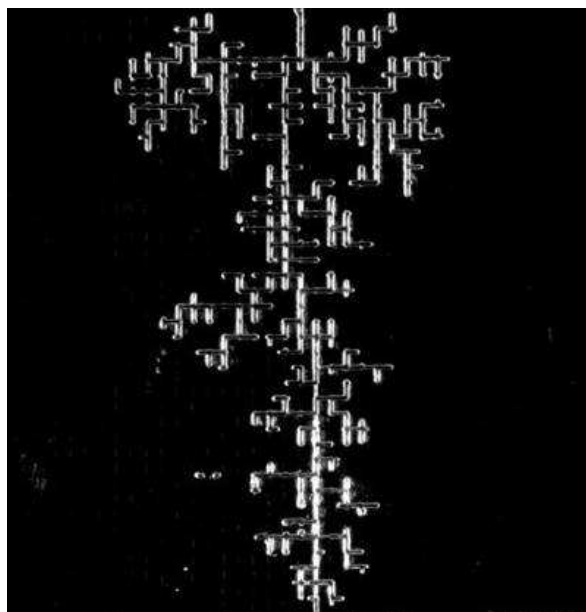
La figure C.7 présente les images brutes obtenues expérimentalement d'un réseau saturé en huile (condition initiale) et la répartition des phases dans celui-ci au moment de la percée pour l'expérience réalisée avec un taux de compression de  $30\text{ml/hr}$ . On remarque que la répartition des phases est bien visible sur l'image brute (figure C.7) grâce aux réflexions ayant lieu sur l'interface. Cependant, la qualité optique obtenue n'est pas satisfaisante pour détecter clairement les phases en présence.

Les expériences étant réalisées dans des conditions stables d'éclairage, il nous est possible de réaliser une soustraction d'image afin de faire ressortir clairement la phase envahissante. En effet, cela consiste à soustraire la couleur de chaque pixel de l'image à traiter par ceux d'une image de référence. Si les deux images sont identiques, le résultat sera alors une image ne contenant que des pixels noirs. Si l'on choisit par contre de soustraire une image d'un réseau saturé en huile (figure C.7) à une image où du gaz a envahi le réseau (figure C.8), le résultat devrait faire ressortir en blanc la phase représentant le gaz, celui-ci n'étant présent que dans la deuxième image.

Nous réalisons également une binarisation de l'image soustraite obtenue afin de rendre le contraste entre les phases plus fort. Le résultat de ce traitement est présenté sur la figure C.8.



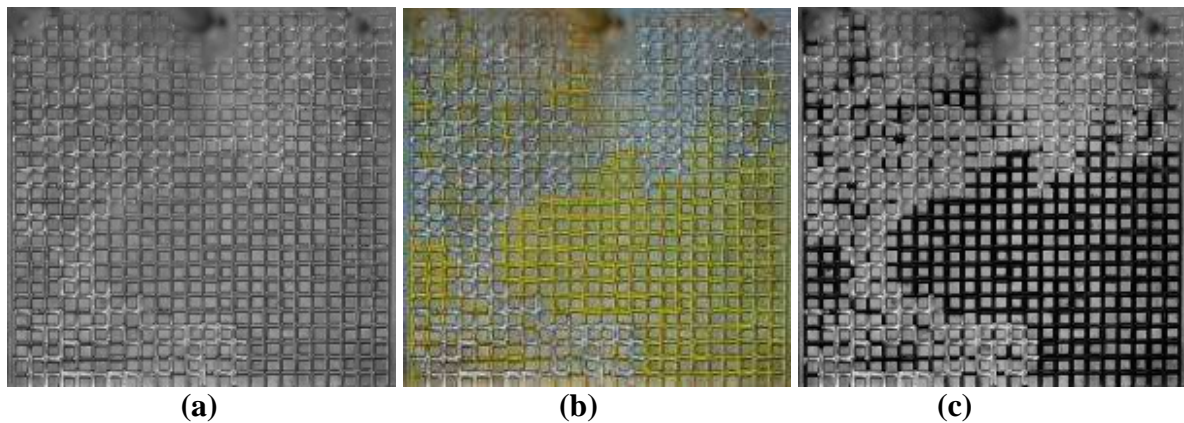
**Figure C.7 : Images brutes obtenues avec notre dispositif expérimental (a) le réseau est saturé en huile et (b) répartition des phases au moment de la percée.**



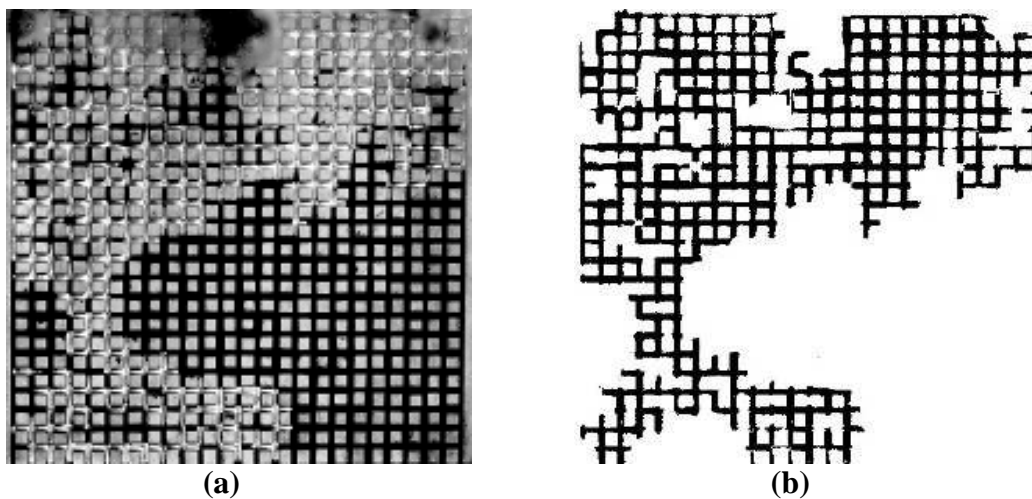
**Figure C.8 : Image traitée de la répartition des phases dans le réseau au moment de la percée.**

### Réseau de pores en aluminium (Chap VI)

Dans le cas des réseaux en aluminium, les réflexions se produisant sur l'aluminium ne nous permettent pas de réaliser une soustraction d'image de bonne qualité. De plus, les deux phases ne peuvent être distinguées avec une image brute (voir figure C.9). La seule solution que nous avons est alors de colorer l'éthanol afin d'augmenter le contraste entre les phases. Nous avons utilisé de la fluorescéine pour colorer l'éthanol. La figure C.9 présente un image brute montrant la répartition des phases dans le réseau avec de l'éthanol coloré par de la fluorescéine. Finalement, le traitement réalisé ici consiste simplement à appliquer un filtre numérique afin de repérer les deux phases et d'étendre le contraste entre celles-ci. L'image obtenue en niveau de gris est présentée sur la figure C.9.



**Figure C.9 : Traitement d'image réalisé sur le réseau en aluminium. (a) image brute obtenue avec de l'éthanol non coloré; (b) image brute obtenue avec de l'éthanol coloré; (c) image de la répartition des phases au moment de la percée après traitement.**

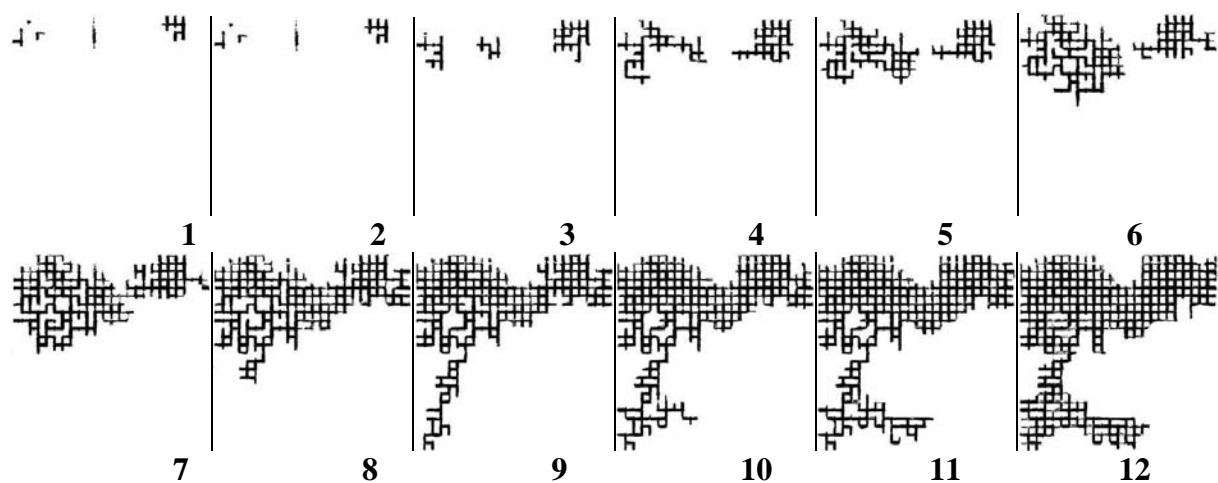


**Figure C.10 : Répartition des phases au moment de la percée après traitement (a) et après binarisation (b)**

L'image obtenue sur la figure C.9 est très utile car elle permet de repérer les phases en présence mais également la matrice solide, ce qui aide en vue de la comparaison avec le modèle numérique.

Cependant, une dernière étape de traitement est encore possible afin de ne plus distinguer que les deux phases. En effet, on peut réaliser un seuillage sur l'image obtenue après traitement afin de ne faire apparaître que la phase vapeur.

Cette étape supplémentaire de binarisation est nécessaire pour le calcul du débit et de la saturation (voir figure VI. 18). Les résultats présentés dans le Chap. VI concernent l'expérience réalisée à fort gradient thermique, la figure C.11 présente les images binarisées de toutes les étapes de cette expérience. On rappelle que la fréquence d'échantillonnage est ici de  $1\text{image}/20\text{sec}$ .

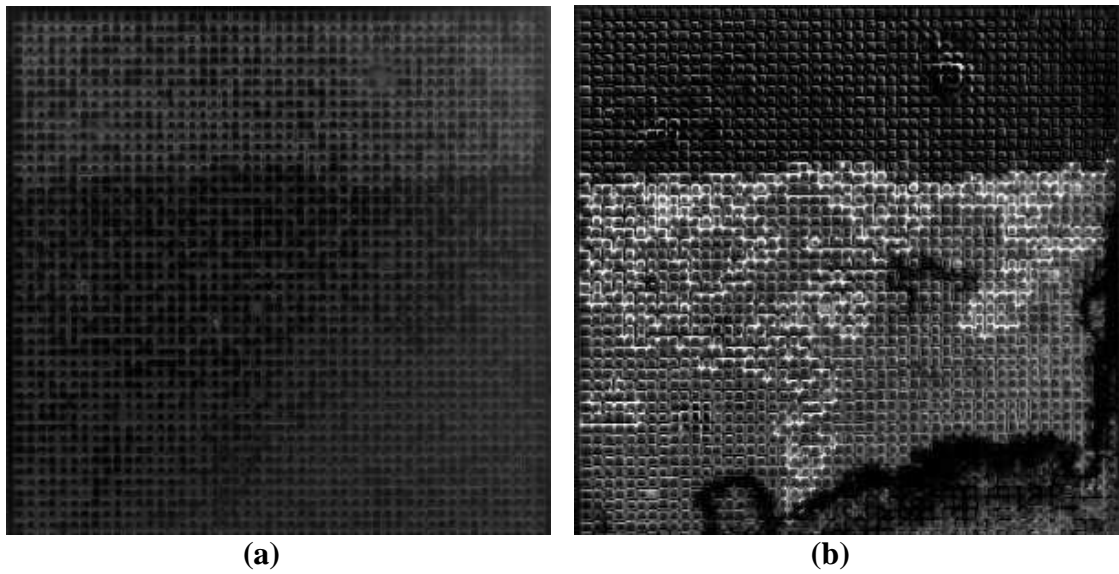


**Figure C.11 : Séquence d'image binarisée correspondant à l'expérience à fort gradient thermique**

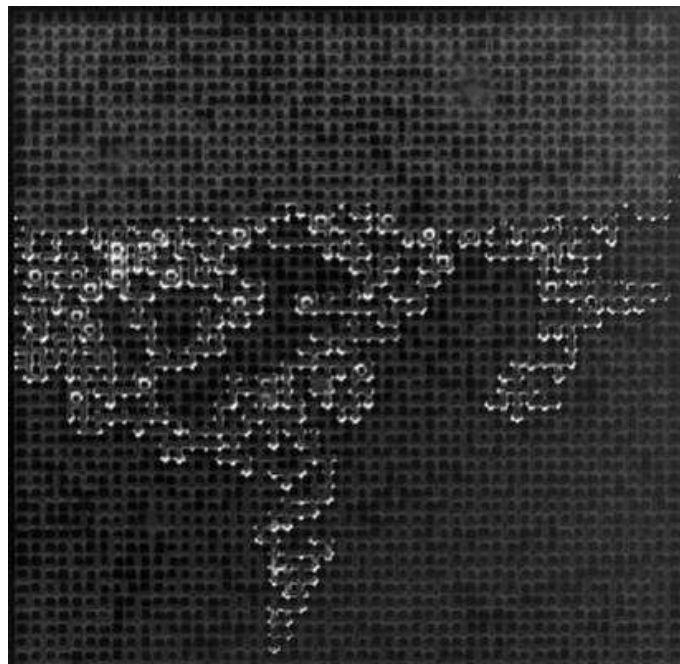
#### Réseau de pores en silicium (Chap VI)

Comme le montre la figure C.12, ici encore l'image brute est peu exploitable, mais elle permet tout de même de différencier les phases en présence. Si l'on réalise une soustraction d'image sur cette image par une image du réseau vide, cela donne l'image présentée sur la figure C.12. Cette image n'est pas de très bonne qualité, on retrouve des réflexions sur le silicium semblables à celles que l'on pouvait observer avec le réseau en aluminium (et qui nous ont contraint à ne pas utiliser cette technique de traitement d'image). Cependant, ce premier traitement fait apparaître toute une zone qui n'était pas visible sur l'image brute, qui est une zone diphasique dans laquelle des films de liquide sont présents.

Afin d'obtenir l'image finale présentée par la figure C.13, nous avons dans un premier temps extrait la zone de film en réalisant un seuillage de l'image soustraite et nous avons ensuite additionné l'image obtenu à l'image brute. Ce traitement nous permet de conserver la répartition des phases telles qu'observées sur l'image brute tout en y ajoutant l'information obtenue par soustraction d'image sur la zone diphasique.



**Figure C.12 : Traitement d'image sur le réseau en silicium (a) image brute de la répartition des phases au moment de la percée et (b) résultat de la soustraction d'image entre (a) et une image brute du réseau vide.**



**Figure C.13 : Répartition des phases dans le réseau en silicium après traitement d'image. Trois zones sont visibles, une zone vapeur (en haut), une zone liquide (en bas) et une zone diphasique (en blanc au milieu de l'image).**



## ANNEXE D Influence des gaz incondensables

La théorie classique de nucléation à partir d'une cavité en paroi ([Carey (1983)]) exprime la température d'activation  $T_b$  comme :

$$T_b - T_{sat} = \frac{2\sigma T_{sat}}{L_v \rho_v r} \quad \text{Eq. D.1}$$

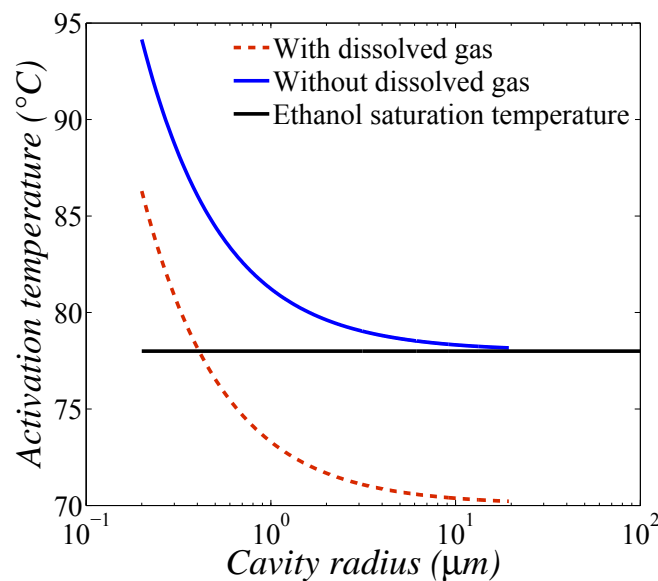
Dans Eq. D.1,  $r$  est le rayon de la cavité (nous faisons l'hypothèse d'une cavité cylindrique et d'un liquide parfaitement mouillant).

En présence de gaz incondensable, i.e. de l'air dans notre cas, l'équation Eq. D.1 devient ([Li and Cheng (2004)]) :

$$T_b - T_{sat} = \frac{T_{sat} \exp(C_g)}{L_v \rho_v r} \left( \frac{2\sigma}{r} - K_h C_g \right) \quad \text{Eq. D.2}$$

où  $K_h$  est la constante de Henry et  $C_g$  la solubilité de l'air, voir [Kretschmer et al. (1946)] pour l'éthanol.

Les équations Eq. D.1 et Eq. D.2 sont tracées sur la figure D.1. Celle-ci suggère clairement que la présence d'air dans les rugosités d'usinage de notre réseau expérimental est une explication probable de la faible température de début de croissance de la vapeur (environ 4K de moins que la température de saturation de l'éthanol) relevée dans nos expériences.



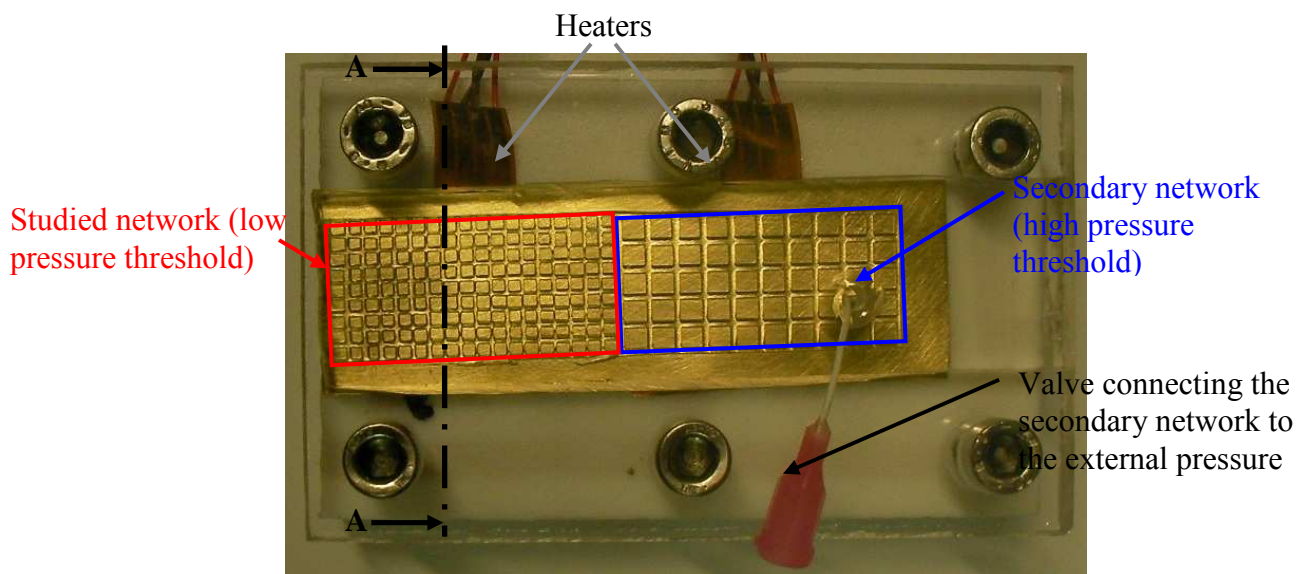
**Figure D.1 : Influence des gaz incondensables sur la température d'activation d'une bulle de vapeur en fonction de la taille de l'embryon de vapeur.**



## ANNEXE E Croissance d'une poche de gaz par expansion thermique

L'objectif du travail présenté ici est d'évaluer l'influence de l'expansion thermique sur la croissance d'une poche de vapeur par vaporisation. Pour cela, comme nous l'avons fait remarquer dans le Chap. VI., la quantité initiale de gaz composant la poche est une donnée très importante. En effet, une poche de gaz contenant initialement très peu de gaz verra sa croissance très limitée. On a estimé que l'augmentation du volume de la poche était d'environ un tiers de son volume initial pour une différence de température de 100°C. Pour cette raison, nous ne nous intéressons ici qu'à la croissance de poches de grand volume. Nous prendrons plus exactement un volume initial de gaz égal au volume du milieu poreux à envahir.

### Dispositif expérimental



**Figure E.1 : Photographie du dispositif expérimental**

Les figures E.1 et E.2 présentent le dispositif expérimental. Le milieu poreux modèle est ici encore un réseau de pores, mais celui-ci est réalisé en PDMS (une résine de silicone). Nous l'avons réalisé par moulage dans un moule en Plexiglas, lequel a été fabriqué avec une micro fraiseuse à commande numérique selon le même procédé que pour l'usinage du réseau en Plexiglas (voir Chap. V). Il est fermé par une plaque en étain. Cette conception nous permet de chauffer le milieu poreux grâce à des résistances chauffantes souples que l'on colle sous la plaque en étain, la visualisation est possible par le dessous car le PDMS est transparent.

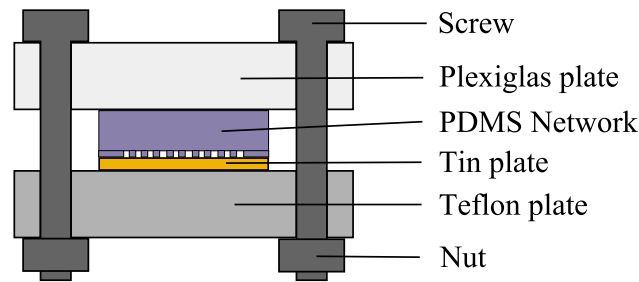


Figure E.2 : Vue en coupe (A-A) du dispositif expérimental.

### Fluides

Nous utilisons deux fluides mouillants, un non volatil, de l'huile de ricin et un volatil, de l'éthanol. Les caractéristiques de ces fluides sont par ailleurs très différentes, mais on verra plus tard que l'objectif n'est pas ici de comparer ceux-ci deux à deux. De même, la température ne peut pas être considérée comme constante dans ces expériences et les fluides vont par conséquent voir leurs propriétés évoluer. Si nous prenons l'huile de ricin par exemple, la figure E.3 présente l'évolution de sa viscosité en fonction de la température ([Flingoh et al. (1992)]) dans la gamme de température qui nous intéresse, on remarque que celle-ci évolue d'un facteur 5, ce qui est loin d'être négligeable. Si l'on regarde maintenant l'évolution de sa tension de surface, celle-ci passe de  $0.039 N.m^{-1}$  à  $25^{\circ}C$  à  $0.0352 N.m^{-1}$  à  $80^{\circ}C$ . Ce paramètre est donc beaucoup moins sensible que la viscosité, si bien que nous pouvons le considérer constant. Le fluide non mouillant que nous utilisons est toujours de l'air.

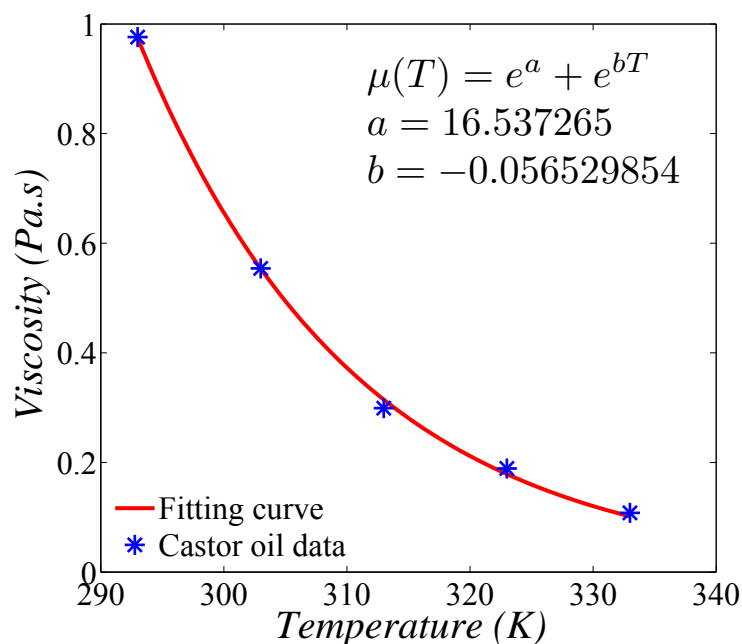


Figure E.3 : Evolution de la viscosité de l'huile de ricin avec la température et corrélation utilisée

### Matériel

La prise d'image est réalisée par une caméra CCD (*Sensicam, PCO*). Les résistances chauffantes sont fabriquées par *Captex* et disposent d'un thermocouple de type T intégré en leur centre.

### Micro modèle

La géométrie du réseau de pores utilisé a été générée par notre code de calcul numérique. Contrairement aux expériences présentées dans le Chap. V et VI, nous avons usiné un moule dans du Plexiglas, puis le réseau a été fabriqué en PDMS par moulage. Les caractéristiques du réseau sont présentées sur le tableau E.1. Les conditions aux limites du réseau sont identiques à celles présentées au chap. V, il est fermé sur trois de ses côtés, un seul côté est ouvert. Le couvercle du réseau est réalisé par une plaque en étain que l'on vient serrer entre une plaque en Plexiglas et le support en téflon. Le PDMS étant un matériau très mou, la force de serrage doit être bien contrôlée afin d'assurer une bonne étanchéité tout en ne déformant pas la géométrie du réseau. De plus, un serrage identique doit être assuré entre les différentes expériences, ce qui est assuré par six vis équitablement réparties.

Nous avons choisi d'utiliser un réseau en PDMS car il est résistant à la chaleur (par rapport au Plexiglas) et la qualité de celui-ci est bien meilleure que pour les réseaux en aluminium. Elle est en effet équivalente à la qualité d'un usinage dans du Plexiglas. De plus, le réseau est transparent, ce qui nous permet d'avoir une bonne visualisation (sans réflexions optiques sur les arêtes des liens comme dans le cas des réseaux en aluminium). Par contre, il n'est pas conducteur (ce qui rendait son utilisation impossible dans les expériences du chap. VI), mais cela n'est pas important dans ces expériences, puisque la chaleur est apportée uniformément au fluide grâce à la plaque en laiton. Du moment que la température est considérée parfaitement uniforme dans le réseau, les transferts de chaleur dans ce dernier ne sont pas considérés. Les autres matériaux ont été choisis pour les mêmes raisons que dans les expériences précédentes, résistance à la chaleur et isolation pour le téflon et rigidité et transparence pour l'aluminium. L'étain quand à lui présente l'avantage d'être un très bon conducteur (l'utilisation d'un autre métal, comme l'aluminium par exemple aurait été bien sûr équivalent). De plus, la plaque a été choisie de très faible épaisseur (0.5mm) afin de réduire au maximum sa résistance thermique.

Matériau	PDMS
$l_{min}$	$300\mu m$
$l_{max}$	$800\mu m$
Pas de discrétisation	$10\mu m$
$d$	$1mm$
$e$	$2mm$
largeur	$20mm$
longueur	$40mm$
Nombre de pores sur la largeur	10
Nombre de pores sur la longueur	20
Porosité	0.52

**Tableau E.1 : Caractéristiques du réseau en PDMS**

### Procédure

Comme nous l'avons dit, nous désirons avoir un volume de gaz initial équivalent au volume de liquide à drainer. Par contre, afin de se trouver dans les mêmes conditions que dans le chap. VI ainsi que dans des conditions de mèche poreuses d'évaporateur capillaire (ou au moins dans une condition de croissance de poche dans un milieu poreux), le gaz doit être contenu dans le milieu poreux et être chauffé uniformément. Afin de respecter ces conditions, nous avons décidé de construire un milieu poreux à deux couches. Chacune des couches fait la même taille et à la même porosité, par contre, la taille des liens est différente (voir figure E.1). Cette conception originale nous permet d'avoir des conditions initiales contrôlées et donc identiques entre toutes nos expériences. La procédure de saturation du réseau ainsi que la procédure expérimentale est expliquée en suivant.

- Le réseau est connecté à la pression atmosphérique grâce à la valve présente dans la couche ayant les liens de grande taille (voir figure E.1).
- La saturation en huile de la couche ayant les liens de petite taille (qui est la couche que nous étudions) est réalisée par imbibition. Lors d'une invasion par imbibition, les liens de petite taille sont privilégiés par rapport aux liens de grande taille, ce qui nous permet de stopper l'imbibition lorsque toute la première couche est envahie par de l'huile, avant que celle-ci ne commence à envahir la deuxième couche. L'imbibition est stoppée et la valve fermée, si bien que la poche de gaz contenue dans le réseau ayant les grands liens se retrouvent déconnecté de la pression atmosphérique.
- La puissance est appliquée sur les résistances chauffantes et l'enregistrement de la température et de la prise d'images est lancé. La température initiale est la température ambiante de la pièce qui est réglée à  $20^{\circ}C$ .
- L'expérience est arrêtée au moment de la percée (lorsque la poche de vapeur atteint la face de sortie du réseau).

## Résultats expérimentaux

Le tableau E.2 présente les résultats obtenus avec de l'huile de ricin et de l'éthanol comme fluides de travail pour des puissances de 4W, 8W et de 16W (ce qui correspond respectivement à  $0.5 \text{ W/m}^2$ ,  $1 \text{ W/m}^2$  et  $2 \text{ W/m}^2$ ) concernant la vitesse de croissance de la poche de vapeur. Un minimum de trois expériences ont été réalisées pour chaque puissances afin de vérifier la reproductibilité des résultats obtenus.

	Huile de ricin	Ethanol
4W	1000	200
8W	300	90
16W	80	40

**Tableau E.2 : Temps mis par la poche de gaz pour atteindre la percés (en secondes)**

On peut tout d'abord observer à l'aide du tableau E.2 qu'augmenter la puissance thermique appliquée a logiquement pour effet de diminuer le temps mis par la poche de vapeur pour atteindre la percée. Même si l'on remarque que la croissance est plus rapide avec l'éthanol qu'avec l'huile de ricin, ce qui pourrait s'expliquer facilement par l'influence de la vaporisation, qui se produit avec l'éthanol et non avec l'huile de ricin, cette conclusion est trop rapide car plusieurs autres paramètres changent entre les deux expériences, la viscosité en premier lieu et dans une moindre mesure la tension de surface.

Le tableau E.3 présente les relevés de températures obtenues pour les mêmes expériences que précédemment. La température est relevée au centre des résultantes chauffantes (i.e. sur le milieu de la plaque en laiton). Nous avons vérifié pour chaque expérience que les deux températures relevées étaient bien identiques, nous assurant un chauffage uniforme, un écart maximum de  $0.3^\circ\text{C}$  a été relevé.

	Huile de ricin	Ethanol
4W	20	12
8W	24	16
16W	28	20

**Tableau E.3 : Augmentation de la température relevée au moment de la percée (en  $^\circ\text{C}$ )**

De façon intéressante, bien que la croissance de la poche soit beaucoup plus rapide pour les fortes puissances, le tableau E.3 montre que l'augmentation en température ayant conduit à cette expansion est également plus importante dans le cas des fortes puissances. Cette observation inattendue peut être attribuée à l'évolution de la pression dans la poche de gaz. En effet, augmenter la puissance de chauffage revient dans notre cas à augmenter le nombre capillaire de l'écoulement, ce qui a pour conséquence, comme on l'a vu dans le chap. V, d'augmenter la pression maximale atteinte dans la poche de gaz. En conséquence, une pression plus grande ne peut être atteinte dans nos conditions qu'en augmentant la température. Cette observation est valable pour les deux fluides testés. Enfin, on remarque également que la différence de température est beaucoup plus faible avec de l'éthanol qu'avec de l'huile de ricin, ce qui peut ici encore s'expliquer par l'influence de la vaporisation, en

prenant cependant les mêmes réserves que précédemment concernant les autres propriétés des fluides et notamment la viscosité.

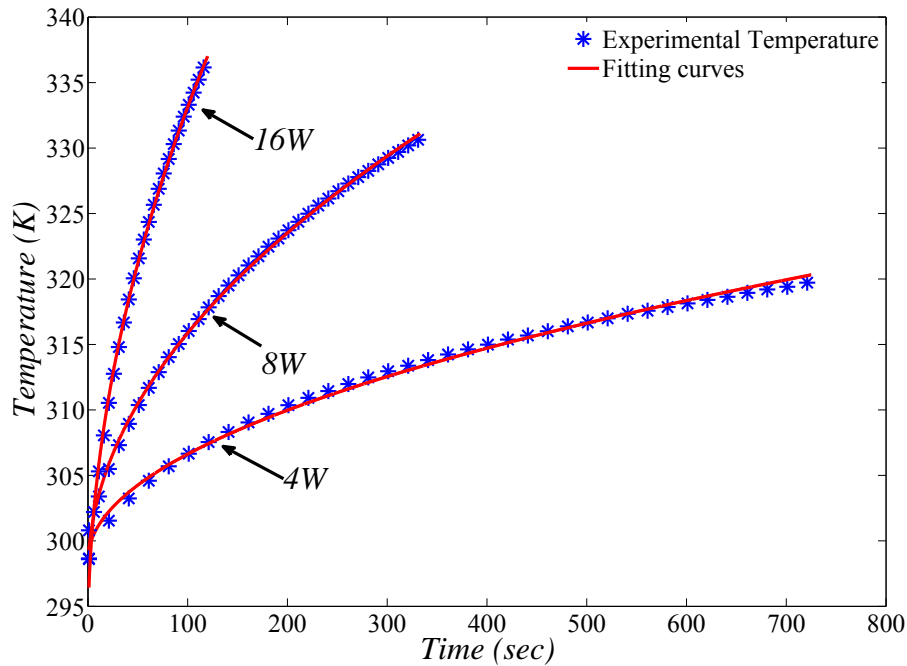
Essayons maintenant d'analyser en particulier l'influence de la vaporisation sur la croissance de la poche. Pour cela, nous avons réalisé des expériences complémentaires avec ce même dispositif expérimental mais suivant la procédure utilisée au chap. V, en réalisant un drainage isotherme. L'objectif étant de simuler les expériences d'expansion thermique par des expériences de drainage isotherme. En effet, la seule différence entre ces expériences est le moteur de la pressurisation de la poche de gaz. Dans un cas on applique un taux de compression constant et dans un autre on génère une expansion thermique du gaz. La puissance appliquée étant identique dans le cas de l'huile de ricin et de l'éthanol, l'augmentation de température à nécessairement la même allure et par conséquent, l'expansion thermique réalisée est identique. Par contre, un moteur de compression supplémentaire est présent dans les expériences avec l'éthanol, qui est la vaporisation. Si l'on simule donc l'expansion thermique par une pressurisation isotherme, l'effet de la vaporisation est supprimé et son influence peut alors être étudiée.

La difficulté est ici de déterminer le taux de compression à appliquer à la poche de gaz afin de simuler correctement l'expansion thermique correspondante. Si l'on applique la loi des gaz parfaits à la poche de gaz en considérant que la pression reste uniforme dans celle-ci (on suppose une très faible surpression), on obtient :

$$\frac{dV}{dt} = \frac{m_{gaz} R}{PM} \frac{dT}{dt} \quad \text{Eq. E.1}$$

L'équation (Eq. E.1) montre qu'il est possible de relier directement le profil de température au taux de compression volumique. Il nous reste maintenant à déterminer le profil de température que l'on applique à la poche de vapeur pour chacune des puissances testées.

Pour cela, nous avons décidé d'utiliser les données expérimentales. En effet, un bilan énergétique aurait été possible, mais les conditions expérimentales n'étant pas contrôlées thermiquement, il nous était difficile d'évaluer toutes les pertes thermiques entrant en jeu. De plus, la plaque en étain étant très fine, nous pouvons raisonnablement considérer que la température relevée par nos thermocouples est celle de la poche de vapeur. La figure E.4 présente l'évolution de ces températures pour les trois puissances testées.



**Figure E.4 : Evolution de la température dans la poche de gaz**

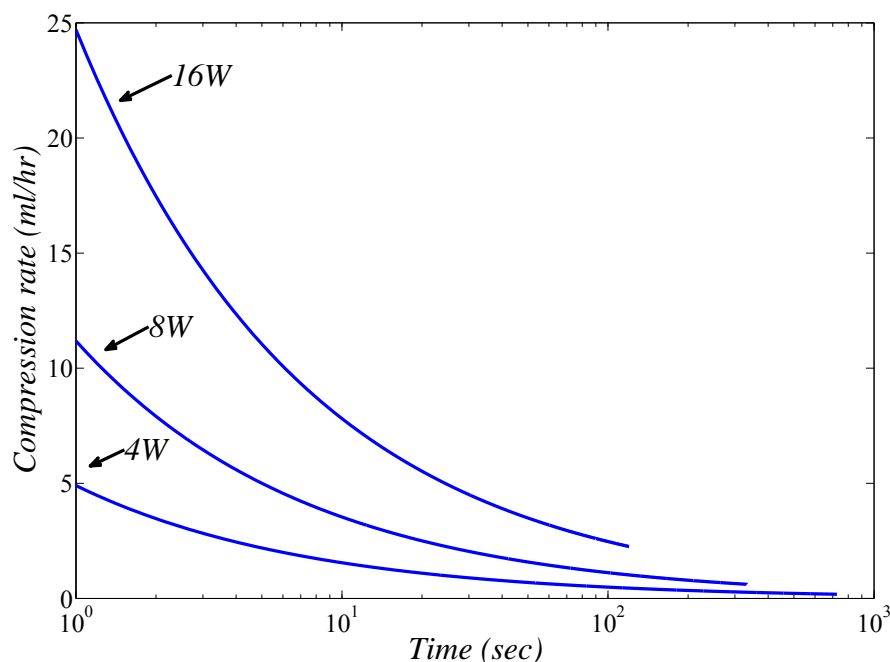
Nous avons cherché une corrélation pour chacune des courbes testées. L'équation (Eq. E.2) présente la forme de la corrélation trouvée qui est commune aux trois courbes. Les coefficients de cette équation sont présentés dans le tableau E.4.

$$T(t) = a + bt^{0.5} \quad \text{Eq. E.2}$$

	a	b
4 W	25.538187	0.80890327
8 W	24.415263	1.845747
16 W	19.361836	4.076249

**Tableau E.4 : Coefficients utilisés pour la corrélation des courbes de température**

Si l'on remplace  $\frac{dT}{dt}$  par l'équation (Eq. E.2) dans l'équation (Eq. E.1), on trouve l'évolution du taux de compression à imposer à la poche de vapeur correspondant à l'expansion thermique générée par chauffage. Evidemment, ce taux de compression n'est pas constant, nous présentons son évolution sur la figure E.5.



**Figure E.5 : Evolution du taux de compression à appliquer à la poche pour simuler l'expansion thermique**

Les expériences isothermes que nous pouvons réaliser se faisant à taux de compression constant, nous choisissons la valeur moyenne de celle-ci.

Le tableau E.5 présente les résultats obtenus par drainage isotherme pour un taux de compression de 3 ml/hr (simulant une puissance de 16 W) et de 0.5 ml/hr (simulant une puissance de 4 W) concernant le temps mis par la poche pour atteindre la percée. Nous n'avons pas réalisé d'expérience de drainage isotherme pour simuler 8 W.

	Castor oil	Ethanol
0.5 ml/hr	1000	600
3 ml/hr	160	200

**Tableau E.5 : Temps mis par la poche de gaz pour atteindre la percée (en secondes) dans les expériences de drainage isotherme.**

La comparaison des tableaux E.2 et E.5 nous permet d'évaluer l'impact de la vaporisation dans nos expériences d'expansion thermique. Regardons tout d'abord les résultats obtenus avec l'huile de ricin. Dans ce cas, aucun effet de vaporisation n'étant à prendre en compte dans les expériences d'expansion thermique, la simulation réalisée par le drainage isotherme doit donner les mêmes résultats. Cela se vérifie bien, particulièrement pour les faibles débits et moins pour les débits importants. Cela est compréhensible, car on a vu que c'était dans le cas des fortes puissances que l'augmentation de température était la plus importante, modifiant donc de façon plus importante la viscosité de l'huile. La viscosité étant par ailleurs constante dans les expériences de drainage isotherme, il est normal que des différences soient observées entre les deux expériences. Néanmoins, les temps de croissance



obtenue restent similaires. Si l'on regarde maintenant les résultats obtenus avec l'éthanol, on observe des temps trois fois plus importants pour les faibles débits, et jusqu'à cinq fois plus importants pour des débits plus importants. Ce résultat est tout d'abord cohérent avec celui de l'huile de ricin, car il présente des différences plus importantes pour les forts débits, qui peuvent s'expliquer par l'influence de l'évolution de la viscosité. Par ailleurs, on vu également que l'augmentation de la température était moins importante dans le cas des expériences avec l'éthanol (i.e. une évolution faible de la viscosité au cours de l'expérience). Si la viscosité ne permet donc pas d'expliquer les différences relevées (elle ne peut qu'expliquer l'évolution de ces différences), alors c'est la vaporisation qui est le mécanisme responsable de ses différences. En effet, si de la vaporisation se produit, la pressurisation de la poche ne se fera plus uniquement par expansion mais également par augmentation de la quantité de la vapeur. L'influence est également plus spectaculaire pour une forte puissance car l'augmentation de la température étant plus importante, la vaporisation est plus importante également.

## Confrontation avec le modèle numérique

Il apparaît intéressant d'essayer de simuler les expériences réalisées dans cette étude avec notre modèle numérique. Cela présente le double avantage de pouvoir confronter une fois de plus le modèle aux expériences afin de réaliser une validation supplémentaire, mais également de justifier le bien fondé de notre simulation d'expériences d'expansion thermique par des expériences de drainage isothermes. En effet, nous ne pouvons pas utiliser ici le modèle thermique développé au chap. VI, celui-ci ne prenant pas en compte l'expansion thermique. Nous allons donc utiliser notre modèle de drainage isotherme pour simuler les expériences d'expansion thermique.

Tout d'abord, nous devons préciser que de la vaporisation ayant lieu avec les expériences avec l'éthanol, seules les expériences réalisées avec l'huile de ricin pourront être simulées numériquement.

Nous reprenons donc le modèle isotherme présenté au chap. III, en le modifiant légèrement de façon à lui permettre de faire évoluer le taux de compression (celui-ci étant supposé constant jusqu'à présent). Nous imposons donc comme condition limite du modèle l'évolution du taux de compression présentée sur la figure E.5 pour les trois puissances testées.

De plus, nous attribuons également une température à la poche de gaz qui évolue selon la relation présentée sur la figure 4 pour chacune des puissances. Cette température nous permet de faire évoluer la viscosité dans notre modèle à chaque étape.

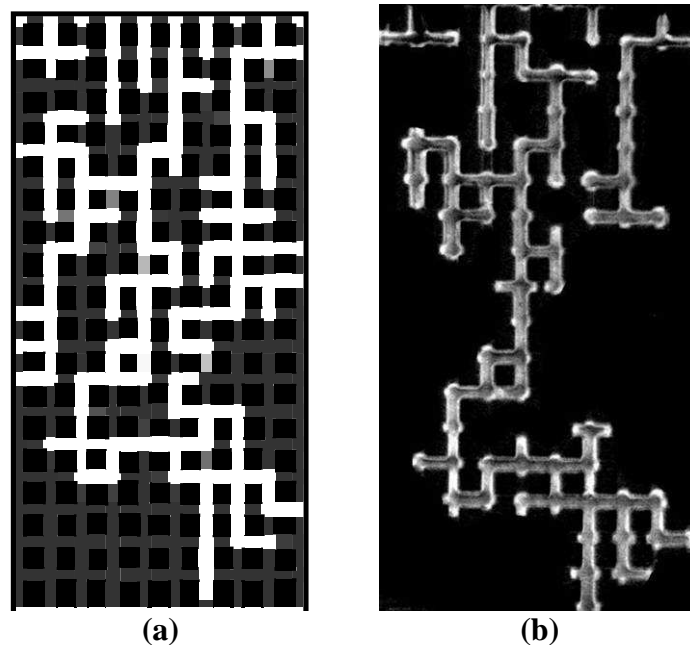
Le tableau E.6 présente les résultats obtenus avec notre modèle concernant la vitesse de croissance de la poche. Le temps de percée est globalement bien respecté. Le plus gros écart est observé pour la simulation de la plus forte puissance, cela peut s'expliquer car c'est pour cette puissance que la température est la plus importante et qu'elle a donc le plus d'influence sur les caractéristiques des fluides ainsi que sur le taux de compression équivalent. On peut remarquer sur la figure E.3 que pour 16 W, la pente d'augmentation en température est très importante au début de l'expérience, rendant la courbe de corrélation moins précise que pour les autres puissances. Cela ajouté à l'évolution d'autres paramètres comme la tension de surface par exemple explique l'écart plus important observé pour 16 W.

	Experiment	Simulation (with liquid film model)
4 W	1000	1101
8 W	300	263
16 W	80	39

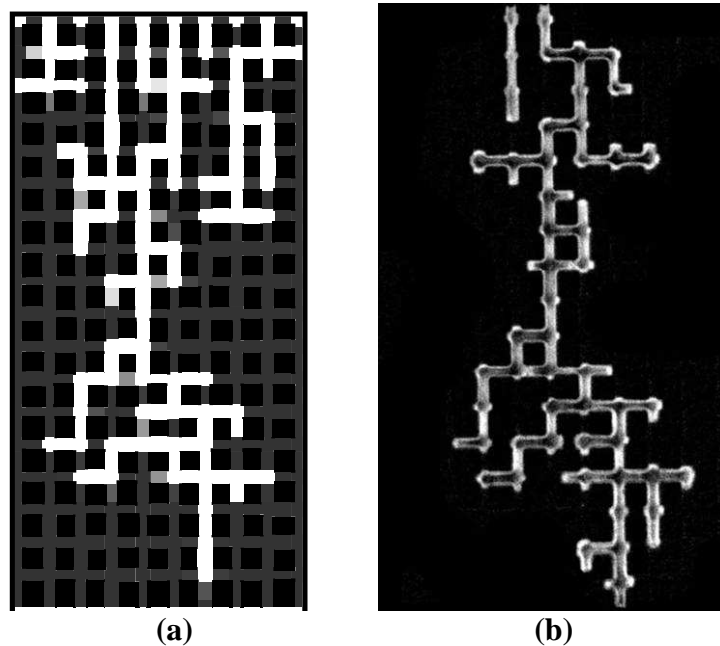
**Tableau E.6 : Temps mis par la poche de gaz pour atteindre la percée (en secondes) dans les expériences et dans nos simulations numériques avec l'huile de ricin**

Néanmoins, on peut dire que notre modèle répond bien à une évolution du taux de compression ainsi qu'à une évolution de la viscosité. On peut également conclure que la méthode employée pour simuler des expériences d'expansion thermique avec des expériences de drainage isotherme est justifiée.

Regardons maintenant la répartition des phases au moment de la percée. Les figures E.6 et E.7 présentent la répartition des phases obtenue au moment de la percée pour les expériences à 8 W et 16 W respectivement. De la même manière que dans le chap. V, nous retrouvons une figure d'invasion beaucoup plus développée pour les faibles débits et une grande digitation visqueuse pour les débits plus importants.



**Figure E.6 : Répartition des phases au moment de la percée pour l'expérience à 8W. (a) simulation et (b) expérience**



**Figure E.7 : Répartition des phases au moment de la percée pour l'expérience à 16 W.  
(a) simulation et (b) expérience**

## Conclusion

Cette étude sur l'expansion thermique d'une poche de gaz en milieu poreux a permis de mettre en évidence que même si lorsque la poche croît par pressurisation, l'expansion thermique contribue à sa croissance, elle ne l'est que dans une petite proportion. On a trouvé que l'expansion thermique n'était responsable que pour un tiers à un cinquième de la croissance de la poche lorsqu'il y a également de la vaporisation. On rappelle également que l'on est ici en présence d'une poche de gaz de taille importante et que les gradients thermiques générés pour créer l'expansion sont plus importants que ceux que l'on peut trouver au sein d'une mèche poreuse d'un évaporateur capillaire, ce qui reste le sujet de notre étude. L'hypothèse de négliger l'expansion thermique dans notre modèle de croissance de poche de vapeur par vaporisation est alors justifiée.

## ANNEXE F      Analyse de l'évolution d'une poche de vapeur piégée au cœur de la mèche.

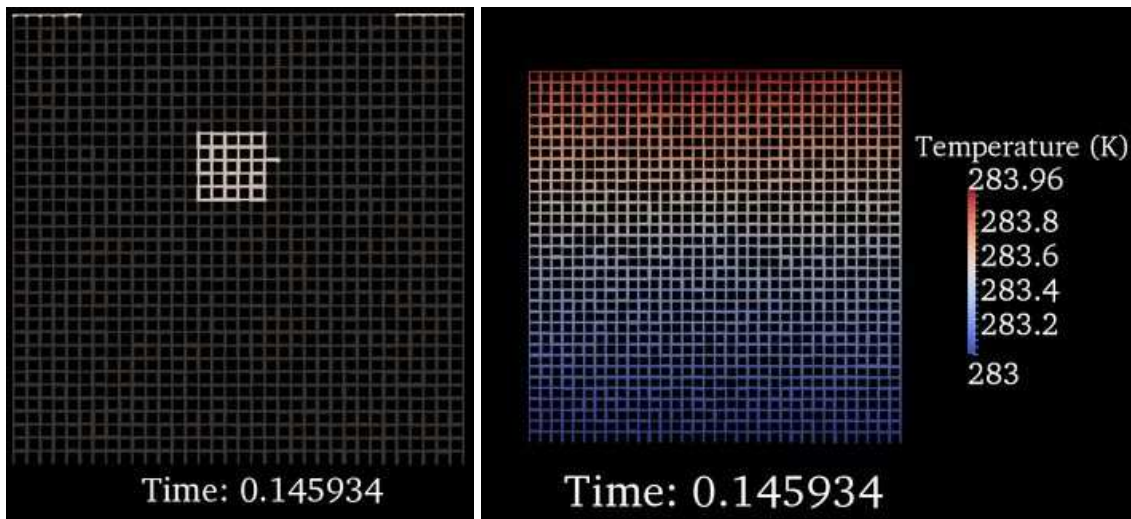
Le modèle présenté dans la partie 3 de ce travail se concentre sur une poche de vapeur se développant sous l'ailette, scénario qui est le plus probable dans le cas d'un évaporateur capillaire, car cette zone est la zone du milieu poreux la plus chaude. Cependant, rien ne nous interdit de penser qu'une poche de vapeur puisse se développer au cœur de la mèche, que ce soit en raison d'un défaut intrinsèque à la structure capillaire ou lié à l'utilisation d'une mèche bicouche (de la vapeur pouvant éventuellement se former à l'interface entre les deux couches) ou encore, comme nous l'avons vu dans le chapitre VIII, par la présence d'un amas de vapeur piégé dans le liquide après une ré-imbibition de la poche de vapeur.

Deux situations se distinguent alors, une dans laquelle le flux net de vaporisation à l'interface de la poche de vapeur est positif, auquel cas la poche de vapeur croît, et une seconde dans laquelle le flux net de vaporisation est négatif, la vapeur se condense alors et la poche diminue de volume. Cette deuxième situation peut être obtenue en raison d'un sous-refroidissement important par exemple.

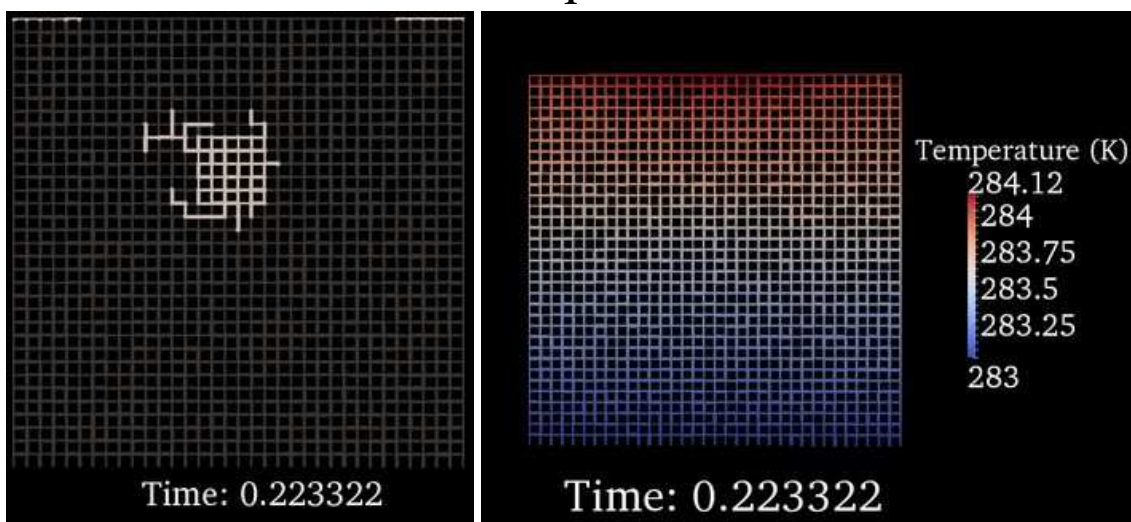
Afin d'illustrer ce phénomène, nous présentons sur la figure F.1 une simulation réalisée pour un taux de sous-refroidissement nul et une densité de puissance de  $15\,000\text{ W/m}^2$  pour une mèche conductrice avec une poche de vapeur initiale dans la mèche telle que présentée sur l'image 1 de la figure F.1. Il est intéressant de regarder la dynamique d'évolution de la poche de vapeur.

On constate que la croissance de la poche de vapeur ne se fait pas nécessairement dans la zone la plus chaude de la mèche (là où le flux de vaporisation est le plus fort), comme on pourrait le penser a priori. En effet, comme nous l'avons déjà dit à plusieurs reprises, la croissance de la poche de vapeur est uniquement due à un effet mécanique. De ce fait, le flux de vaporisation local au niveau de chaque ménisque n'intervient que très peu. Une fois le flux total de vaporisation connu, la poche va se mettre sous pression et croître simplement en envahissant le lien ou le pore le plus facile à envahir sur son interface. Ce choix ne se fait donc pas en fonction du flux net de vaporisation local mais en fonction du seuil de pression capillaire à franchir. La croissance est donc en grande partie gérée par des critères purement géométriques.

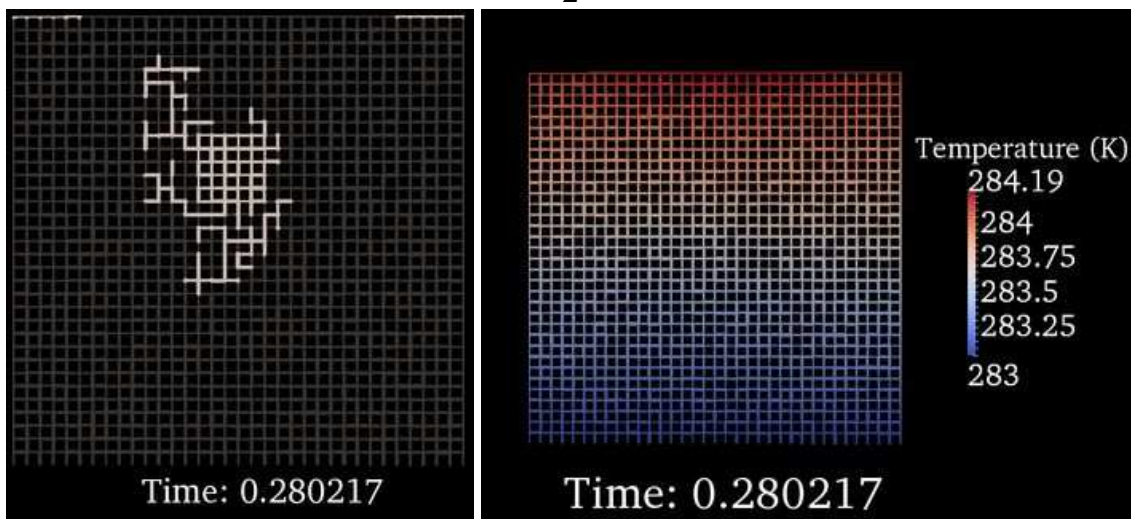
Nous avons affiché sur la figure F.2 les flux de vaporisation locaux au niveau de tous les pores de l'interface. On remarque tout d'abord que bien que le flux global soit positif, certains flux locaux, proches de la zone froide sont négatifs. De plus, on voit bien sur ces vues détaillées que le choix des liaisons à envahir est purement géométrique et que le taux de changement de phase n'intervient pas.



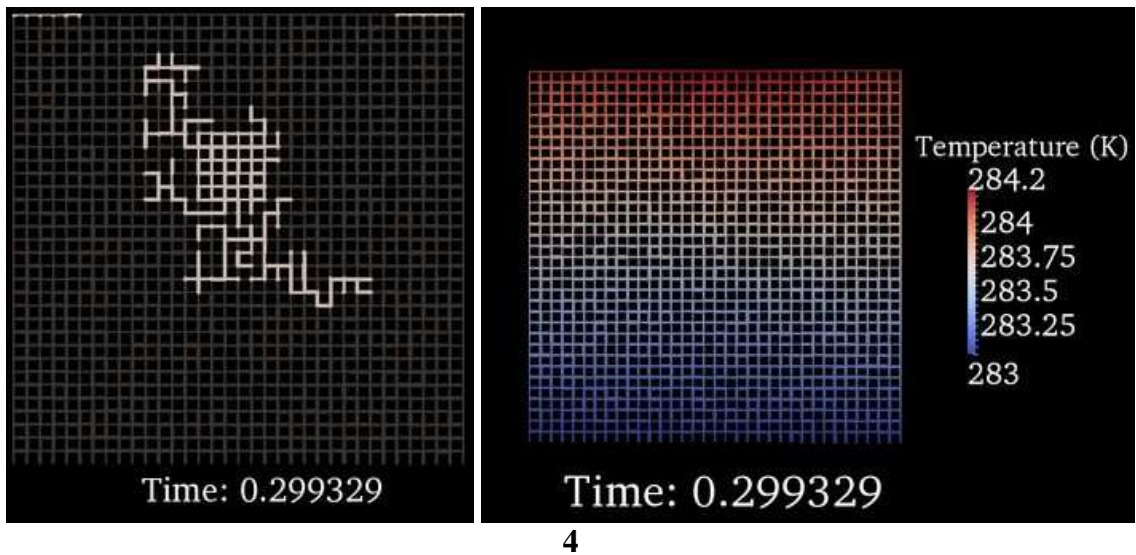
1



2



3



4

Figure F.1 : Répartition des phases et champs de température à différents moments de la croissance de la poche.

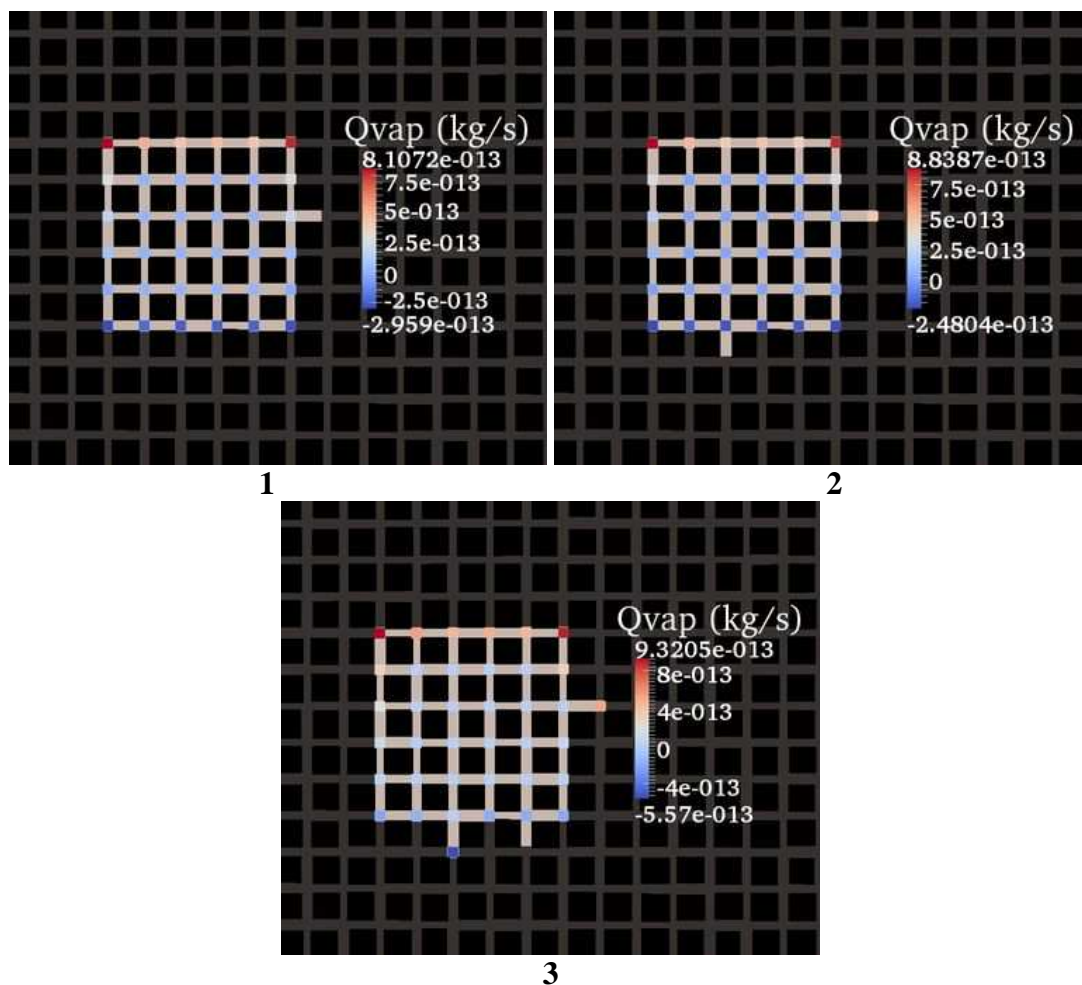


Figure F.2 : Flux de vaporisation locaux pour les trois premières étapes de remplissage

La figure F.2 nous permet également d'envisager une seconde évolution possible d'une telle poche de vapeur, qui diminuerait par condensation. Nous ne pouvons pas présenter de résultats concernant ce mode de croissance, car si l'imbibition nous permet de prendre en compte la diminution de la poche, un algorithme dédié doit être développé afin de gérer l'évolution au sein de la poche de vapeur entraînée par le rétrécissement de celle-ci.

Nous n'avons pas analysé plus en détail la dynamique de la poche de vapeur dans une telle situation, mais tout nous laisse à penser que les phénomènes de drainage et d'imbibition puissent intervenir périodiquement, voire simultanément. Cela aurait alors pour effet de maintenir la poche de vapeur dans une zone intermédiaire ou le flux de vaporisation s'annulerait entre la vaporisation et la condensation. Ce phénomène pourrait également conduire à observer une migration de la poche de vapeur.

Enfin, pour être complet concernant cet aspect de migration de poche, nous devons préciser ici que nous n'avons pas modélisé l'évolution de la tension de surface avec la température. Ce paramètre supplémentaire peut influencer le déplacement de la poche de vapeur. En effet, la tension de surface diminuant avec la température, le seuil de pression capillaire à franchir devient alors plus faible dans la zone chaude. Cependant, comme nous l'avons vu dans l'annexe E, ce paramètre évolue relativement peu dans nos gammes de températures. Son influence est particulièrement importante lorsque l'on se situe près des points critiques.



## ANNEXE G      Obtention d'une solution stationnaire

Nous avons souhaité présenter ici une piste de calcul envisagée afin de pouvoir réaliser un calcul transitoire de croissance de poche de vapeur, dans le cas où celle-ci est connectée avec les cannelures. Quelques difficultés restent encore à résoudre, c'est pourquoi nous ne pouvons pas présenter de résultats obtenus avec ce modèle. Nous parlerons de ces difficultés après avoir présenté l'algorithme proposé. Nous pensons que le travail présenté dans cette annexe peut être un bon point de départ en vue d'une perspective à notre étude, qui aurait pour objectif de simuler des situations transitoires telles que les changements de puissance par exemple.

### Modélisation

Cet algorithme a été développé pour répondre à deux objectifs principaux. Tout d'abord il permet de trouver des solutions stationnaires après avoir décrit la phase transitoire. Ensuite, il permet de décrire la phase transitoire lors d'un changement de puissance, lorsqu'une poche de vapeur est présente dans la mèche et communique avec les cannelures.

Pour réaliser ces objectifs, une différence fondamentale doit être considérée par rapport au modèle développé dans ce travail, puisque l'écoulement de la vapeur ne peut plus être négligé. En effet, toute la modélisation développée jusqu'à présent reposait sur l'hypothèse forte selon laquelle on pouvait considérer une pression uniforme dans la poche de vapeur. Cela est effectivement vrai (comme nous l'avons montré) lorsque la poche est déconnecté des cannelures, mais devient irréaliste dans le cas où la vapeur produite peut s'évacuer par les cannelures. Il va donc falloir dans un premier temps prendre en compte les chutes de pression associées à l'écoulement de la vapeur, mais surtout repenser l'algorithme pour le rendre indépendant de ce niveau de pression uniforme au sein de la poche de vapeur.

### Hypothèses

La plupart des hypothèses présentées ici peuvent être supprimées sans que cela ne pose de difficultés particulières vis-à-vis de l'algorithme proposé. Néanmoins, nous avons choisi de les considérer dans une première approche afin de ne pas trop complexifier le modèle.

En plus des hypothèses déjà évoquées dans ce travail, nous allons considérer cette fois la vapeur comme un fluide incompressible pour le calcul de son écoulement (Eq. G.1).

$$q_{ij} = \frac{g_{ij}}{\mu_v} \Delta P_{ij} \qquad \text{Eq. G.1}$$

Cependant, il existe une possibilité relativement simple à mettre en œuvre pour supprimer cette hypothèse, en utilisant la formule de Poiseuille pour les écoulements



compressibles, qui n'est rien d'autre que la formule de Poiseuille utilisée ici avec un facteur supplémentaire qui représente la pression moyenne relativement à la pression de sortie (Eq. G.2).

$$q_{ij} = \frac{g_{ij}}{\mu_v} \Delta P_{ij} \left( \frac{P_i + P_j}{2P_j} \right) \quad \text{Eq. G.2}$$

La deuxième hypothèse est peut-être la plus limitante puisqu'elle concerne les conditions aux limites à appliquer au modèle. Encore une fois, nous sommes confronté ici à la principale difficulté des modèles de ce type développés jusqu'à présent. Comme nous ne disposons pas de modèle transitoire de boucle, nous choisissons d'utiliser le modèle quasi-statique présenté au chapitre III pour nous fournir les conditions aux limites. Même s'il n'est pas parfait puisqu'il ne permet pas de connaître l'évolution transitoire du reste de la boucle, ce modèle est tout de même meilleur que des conditions aux limites constantes, puisqu'il permet de faire évoluer un front de condensation dans le condenseur et ainsi de faire évoluer à la fois le taux de sous-refroidissement délivré au réservoir et les chutes de pression dans la boucle.

Enfin, nous reprenons deux hypothèses déjà mentionnées, concernant la condensation de la vapeur et l'imbibition. Ces deux phénomènes vont être considérés ici. En effet, après ce que nous avons dit dans notre étude, il apparaît trop réducteur de ne pas considérer ces phénomènes qui jouent nécessairement un rôle, plus ou moins important en fonction des situations considérées.

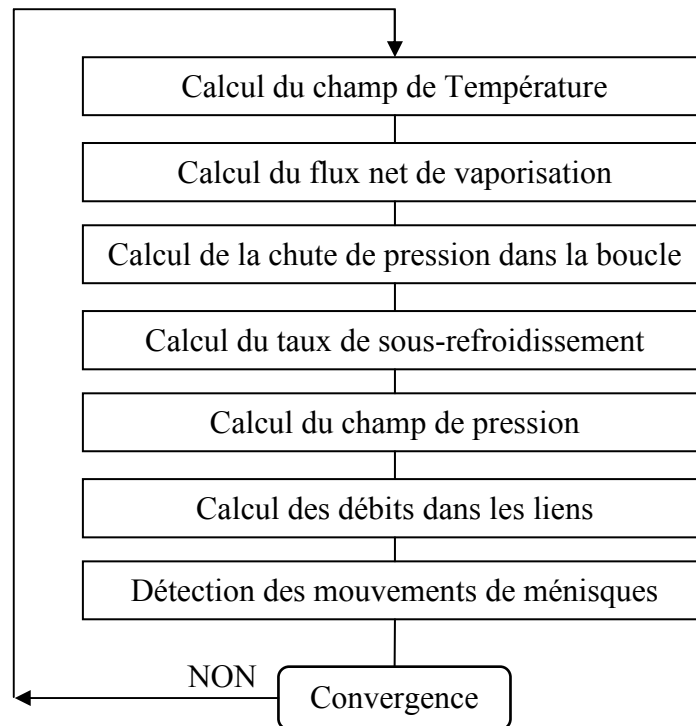
#### Modèle géométrique

Concernant le domaine de calcul, celui-ci est identique à celui présenté dans la partie 4 de ce travail. Les conditions aux limites sont également prises à l'identique en première approximation.

#### Déroulement des calculs

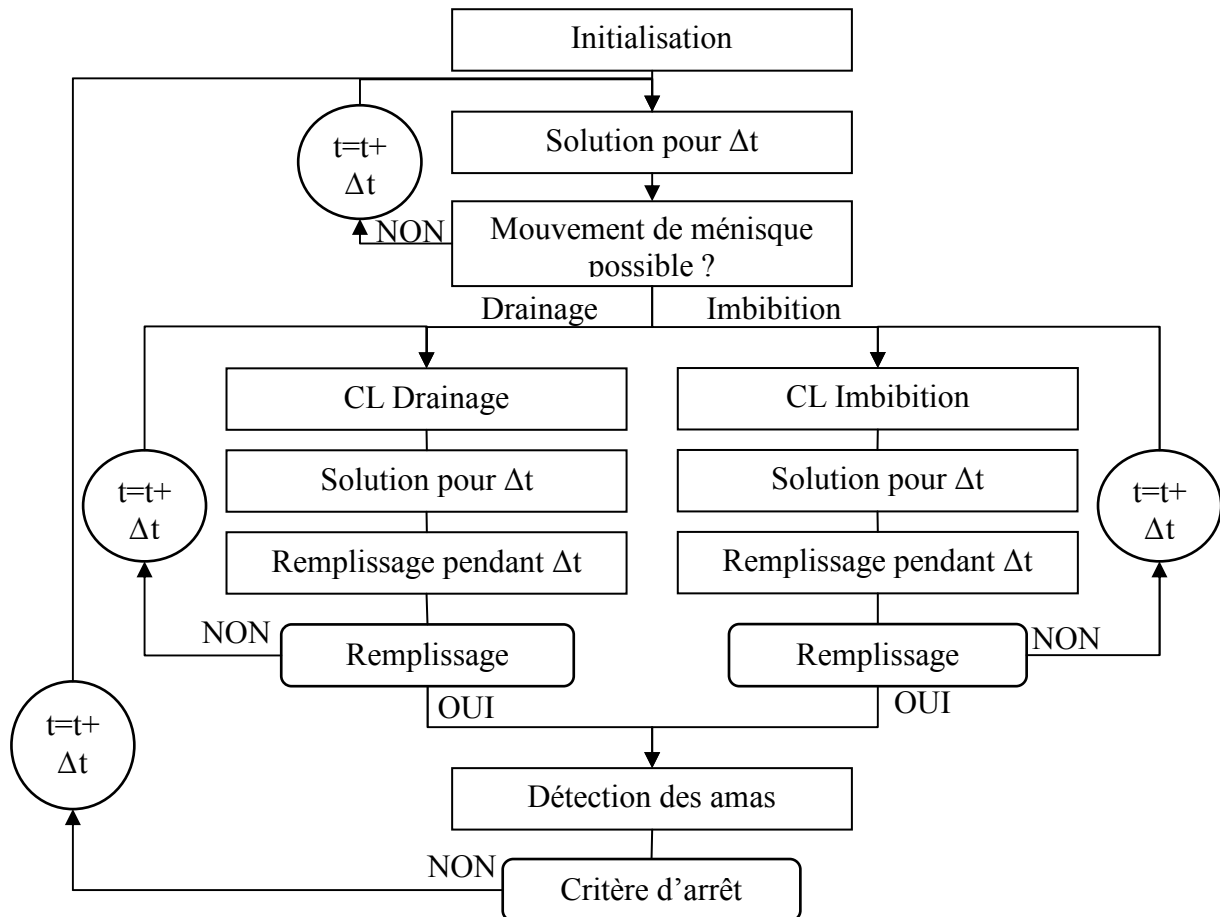
Maintenant que le pas de temps ne peut plus être trouvé grâce au temps de compression de la poche de vapeur, nous allons devoir prendre un pas de temps constant et chercher à connaître l'évolution de l'interface pendant ce pas de temps. Pour respecter les mécanismes d'invasion, une contrainte forte sur ce pas de temps va être que celui-ci soit nécessairement inférieur au temps de remplissage d'un lien ou d'un pore à chaque étape. En effet, si le pas de temps est trop grand, nous n'aurons plus la possibilité de déterminer les lieux de blocage des ménisques.

La figure G.1 présente l'algorithme correspondant au calcul réalisé pendant un pas de temps  $\Delta t$ . On remarque que des itérations sont nécessaires en raison des conditions aux limites (chute de pression dans la boucle et taux de sous-refroidissement) qui sont directement dépendantes du calcul du champ de température dans la mèche. De plus, on remarque qu'une détection des ménisques pouvant bouger est nécessaire à chaque itération.



**Figure G.1: Algorithme de calcul correspondant à un pas de temps**

La croissance de la poche de vapeur est quand à elle gérée par l'algorithme présenté sur la figure G.2. L'algorithme que nous présentons ici admet quelques simplifications nécessaires afin de ne pas complexifier de trop les calculs dans un premier temps. Parmi ces simplifications, la principale est la séparation entre une croissance par drainage et une croissance par imbibition. En effet, de la même manière que dans tous les calculs présentés dans ce travail, la possibilité que la poche se développe simultanément sous forme de drainage et d'imbibition n'est pas admise.



**Figure G.2 : Algorithme de croissance de la poche**

## Difficultés

Plusieurs difficultés ont été rencontrées lors de l'implémentation de l'algorithme présenté ci-dessus.

Tout d'abord, les amas piégés posent de nombreux problèmes, tant en raison de la gestion de leur comportement que de leur implication dans la dynamique globale. En effet, l'objectif de cet algorithme étant d'obtenir une situation stationnaire, tous les amas piégés doivent nécessairement disparaître, en particulier les amas piégés de liquide, qui se vaporisent. Sans la prise en compte particulière des films liquide, qui pourraient alimenter ces amas en liquide, ils n'ont d'autre possibilité que de se vaporiser entièrement. De plus, ils participent très activement au débit de vapeur total sortant des cannelures et sont très longs à se vaporiser relativement au temps de croissance de la poche de vapeur. Nous pensons donc qu'un pas de temps variable doit être envisagé en raison de la différence entre ces deux échelles de temps. De ce point de vue il serait pourtant préférable de développer les calculs en 3D, les phénomènes de piégeage y étant nettement moins importants.

Un deuxième problème est apparu concernant les conditions aux limites en température au niveau de l'interface dans la mèche. En effet, l'écoulement de la vapeur étant ici pris en compte, on se retrouve confronté à une vitesse de vapeur importante, ce qui induit quelques difficultés concernant le calcul des transferts convectifs dans cette zone.

Enfin, ce qui est peut-être le problème le plus délicat reste l'influence de la taille du réseau considéré pour l'obtention d'une solution stationnaire. En effet, seul un réseau de taille suffisante peut fournir une solution stationnaire acceptable, ce qui veut dire que le temps de calcul doit nécessairement être grand pour arriver à obtenir un résultat.

## Améliorations

La principale amélioration à apporter à ce modèle concerne la prise en compte simultanée de la croissance par drainage et par imbibition.

Il serait également souhaitable de disposer d'un modèle de boucle transitoire pour le calcul des conditions aux limites.