



HAL
open science

Contribution à l'étude du changement de phase liquide-vapeur dans des capillaires micrométriques en vue des applications aux étanchéités statiques

Pascal Jolly

► **To cite this version:**

Pascal Jolly. Contribution à l'étude du changement de phase liquide-vapeur dans des capillaires micrométriques en vue des applications aux étanchéités statiques. Mécanique [physics.med-ph]. Université de Poitiers, 2004. Français. NNT: . tel-00008547

HAL Id: tel-00008547

<https://theses.hal.science/tel-00008547v1>

Submitted on 21 Feb 2005

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

Pour l'obtention du Grade de

Docteur de l'Université de Poitiers

(Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées)
(Diplôme National - Arrêté du 25 avril 2002)

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES POUR L'INGÉNIEUR

Secteur de Recherche :
GÉNIE MÉCANIQUE, PRODUCTIQUE, TRANSPORT

Présentée par :
Pascal JOLLY

**Contribution à l'étude du changement de phase liquide-vapeur dans
des capillaires micrométriques en vue des applications aux
étanchéités statiques**

Co-Directeurs de thèse: Jean-Sylvestre DARROZES et Jean FRENE

Soutenue le 08 juillet 2004

JURY

M. LALLEMAND	Professeur	INSA, Lyon	Rapporteur
M. PRAT	Directeur de Recherche	IMFT, Toulouse	Rapporteur
G. ALBANO	Ingénieur de Recherche	CNES, Evry	Examineur
O. BONNEAU	Professeur	Université de Poitiers	Examineur
J.S. DARROZES	Professeur	Université de Paris VI	Examineur
J. FRENE	Professeur	Université de Poitiers	Examineur
Y. DELAUNAY	Ingénieur de Recherche	EDF, Moret sur Loing	Invité
D.H. FRUMAN	Docteur ès Sciences	DHF CONSEIL, Le Pecq	Invité
D. VALENTIAN	Ingénieur de Recherche	SNECMA Moteurs, Vernon	Invité

Table des matières

Notations	5
Introduction	9
1 Étude bibliographique	13
1.1 Formation de la phase vapeur par ébullition	13
1.1.1 Thermostatique	13
1.1.2 Nucléation hétérogène en espace confiné	16
1.1.3 Croissance des bulles	17
1.1.4 Détachement des bulles	19
1.2 Modèles globaux d'écoulements à plusieurs phases	20
1.3 Expérimentations de changement de phase liquide-vapeur	22
1.3.1 Visualisation du changement de phase	22
1.3.2 Changement de phase et instabilités hydrodynamiques	23
1.4 Coefficients de frottement dans les microcanaux	27
1.5 Conclusion	28
2 Analyse phénoménologique	29
2.1 Définition et principes	29
2.2 Les écoulements de fuite	30
2.2.1 Géométrie de l'écoulement	30
2.2.2 Les données physiques	30
2.3 Front stationnaire de changement de phase	31
2.3.1 Equations dynamiques dans la phase liquide	32
2.3.2 Equations dynamiques dans la phase vapeur	34
2.3.3 Bilan d'énergie dans la phase liquide	35
2.3.4 Conditions interfaciales	35
2.3.5 Paroi athermane	38
2.3.6 Flux de chaleur imposé à la paroi	38
2.3.7 Capillaire diabatique	45
2.4 Front instationnaire de changement de phase	48
2.5 Nucléation et croissance de bulles	50
2.5.1 Bulle sphérique dans un milieu infini	51
2.5.2 Classification des phénomènes dominants	53
2.5.3 Identification du phénomène dominant pour du R134a	54
2.6 Détachement et embarquement des bulles	54
2.6.1 Equilibre de la bulle	54
2.6.2 Embarquement de la bulle	55
2.7 Expulsion d'un bouchon de vapeur	56
2.7.1 Présentation du modèle	56
2.7.2 Résultats	61

2.8	Conclusion	63
3	Dispositif expérimental	65
3.1	Objectifs du dispositif expérimental	65
3.2	Choix et dimensionnement du dispositif expérimental	65
3.2.1	Paramètres d'étanchéité statique	65
3.2.2	Choix du couple fluide-chemin de fuite	66
3.2.3	Instrumentation	67
3.2.4	Les autres composants	70
3.3	Présentation générale du dispositif expérimental	72
3.4	Estimation du diamètre intérieur des capillaires	73
3.5	Protocole expérimental	75
3.5.1	Etape 1: Préparation du dispositif	75
3.5.2	Etape 2: Remplissage du capillaire	75
3.5.3	Etape 3: Expérimentations	75
3.6	Conclusion	75
4	Exploitation du dispositif expérimental	77
4.1	Interprétation des visualisations	77
4.2	Comportement pendant l'étape 2	79
4.2.1	Caméra rapide	79
4.2.2	Caméra "Webcam"	81
4.3	Comportement pendant l'étape 3	84
4.3.1	Visualisation de l'écoulement	84
4.3.2	Mesures de débit	86
4.4	Conclusion	87
	Conclusion et perspectives	89
	A Propriétés du R134a	91
	B Croissance d'un bulle sphérique dans un liquide surchauffé	93
B.1	Système d'équations	93
B.2	Adimensionnement	94
B.3	Discrétisation	95
B.4	Résolution numérique	96
B.5	Résultats	96
	Bibliographie	99
	Liste des figures	101
	Liste des tableaux	105

Notations

a	Rayon intérieur du capillaire (m)
b	Capacité thermique massique à pression constante
c_p	($J.kg^{-1}.K^{-1}$)
\bar{c}	Longueur d'un bouchon de vapeur (m)
C_D	Courbure adimensionnée
$\underline{\underline{D}}$	Coefficient de traînée
e	Tenseur des taux de déformation
f	Epaisseur de liquide vaporisé (m)
\mathcal{F}_D	Coefficient de frottement laminaire
\mathcal{F}_S	Force de poussée (N)
$\mathbf{g} = g\mathbf{k}$	Force capillaire (N)
$h_{\ell v} = h_v - h_\ell$	Gravité ($m.s^{-2}$)
k	Enthalpie massique de vaporisation ($J.kg^{-1}$)
L	Conductivité thermique ($W.m^{-1}.K^{-1}$)
\dot{m}_k	Longueur du capillaire (m)
n	Source de masse interfaciale relative à la phase k , à l'interface ($kg.m^{-2}.s^{-1}$)
\mathbf{n}_k	Indice de réfraction
N_i	Vecteurs unitaires normaux
$P, (\delta P)$	Nombre de moles du composant i
\mathcal{P}	Pression, Echelle de différence de pression (Pa)
$\mathbf{q} = -k \frac{\partial T}{\partial z} \mathbf{n}$	Périmètre mouillé (m)
Q_m	Flux de chaleur par conduction ($W.m^{-2}$)
Q_{vol}	Débit massique ($kg.s^{-1}$)
r, z	Débit volumique ($m^3.s^{-1}$)
r_g	Coordonnées cylindriques (m)
R	Constante massique d'un gaz parfait ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)
R_g	Rayon extérieur du capillaire (m)
\mathcal{S}	Constante molaire des gaz parfait ($J.mol^{-1}.K^{-1}$)
$T, (\delta T)$	Surface de référence (m^2)
t	Température, Echelle de différence de température (K)
	Temps (s)

$\underline{\underline{\mathcal{T}}}$	Tenseur des contraintes visqueuses
U	Echelle de vitesse dans la phase liquide ($m.s^{-1}$)
V	Echelle de vitesse dans la phase vapeur ($m.s^{-1}$)
$\mathbf{V} = u_z \mathbf{e}_z + u_r \mathbf{e}_r$	Vecteur vitesse
$\underline{\underline{1}}$	Tenseur unité

Nombres sans dimension

$Ar = \frac{g\rho_\ell^2}{\mu_\ell^2} \left(\frac{\gamma\ell_v}{g\rho_\ell} \right)^{3/2}$	Nombre d'Archimedes
$Bd = e/\lambda$	Nombre de Bond
$E = \frac{U^2}{c_p(\delta T)}$	Nombre d'Eckert
$\mathcal{G} = \frac{\zeta_0}{\zeta_*}$	Nombre de Brennen adimensionné
$Ja = \frac{h_{\ell v}}{c_{p\ell}(\delta T)_\ell}$	Nombre de Jakob
\mathcal{K}	Nombre de comparaison de temps caractéristiques
$\mathcal{P}e = \mathcal{P}r \mathcal{R}e_*$	Nombre de Péclet
$\tilde{\mathcal{P}}e_\ell = \mathcal{P}e/\varepsilon^2$	Nombre de Péclet modifié
$\mathcal{P}r = \frac{\mu c_p}{k}$	Nombre de Prandtl
$\mathcal{R}e_* = \frac{\rho a^4 (\delta P)}{8\mu^2 L^2}$	Nombre de Reynolds modifié
$\mathcal{R}e = 2\frac{\mathcal{R}e_*}{\varepsilon}$	Nombre de Reynolds
ϑ	Flux de chaleur à la paroi rendu sans dimension

Lettres Grecques

$\alpha = \frac{k}{\rho c}$	Diffusivité thermique ($m^2.s^{-1}$)
χ	Angle de mouillage (rad)
$\varepsilon = a/L$	Rapport entre le rayon et la longueur du capillaire, avec $\varepsilon \ll 1$
(ΔX)	Erreur absolue associée à une grandeur X
$\eta = a/R$	Rapport entre les rayons intérieur et extérieur du capillaire, avec $\eta \ll 1$
γ	Tension superficielle ($kg.s^{-2}$)
ι	Epaisseur des couches limites thermiques (m)
$\lambda = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_\ell - \rho_v)}}$	Longueur capillaire (m)
μ	Viscosité dynamique ($kg.m^{-1}.s^{-1}$)
φ	Flux surfacique ($W.m^{-2}$)
ϕ	Flux linéique ($W.m^{-1}$)
ρ	Masse volumique ($kg.m^{-3}$)
ς	Viscosité volumique ($m^2.s^{-1}$)
Σ	Paramètre de Brennen ($m.s^{-\frac{3}{2}}$)
$\underline{\underline{\Sigma}}$	Tenseur des contraintes

τ	Temps caractéristique
θ_p	Température de paroi (K)
θ_s	Température du solide (K)
ζ	Rayon d'une bulle (m)

Indices et exposants

B	Bulle
c	Critique
d	Décrochement
FV	Frottements visqueux
g	Gaz
i	Interface
ℓ	Liquide
p	Paroi
s	Solide (Sortie pour P et T)
sat	Saturation
SR	Sous refroidissement
v	Vapeur
∞	Infini

Sous-Indices

0	Grandeur exprimée à la température de référence T_0
loc	Valeur locale d'une grandeur
max	Valeur maximale d'une grandeur

Sigles

PMD	Principe de Moindre Dégénérescence
PNSA	Principe de Non Simplification Abusive
fps	Images par seconde

Opérateurs

div	Divergence
∇	Gradient
$\dot{X} = \frac{dX}{dt}$	Dérivée totale par rapport au temps de la grandeur X
\cdot	Contraction sur un indice (produit scalaire)
t	Transposition d'un tenseur

Introduction

Certaines pièces mécaniques, dans lesquelles circule un fluide sous pression, sont assemblées par des brides. Afin de garantir l'étanchéité du montage, un joint est généralement interposé entre deux brides. Le maintien est assuré par des vis de serrage. Toutes les pièces sont fixes : l'étanchéité est statique.

Les principaux paramètres qui influencent cette étanchéité sont :

- la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur du système,
- la nature du fluide,
- la température,
- l'effort de serrage,
- la nature des matériaux du joint et des brides.

En étanchéité statique, le contact imparfait du joint sur la bride génère des interstices qui constituent des chemins de fuite (figure 1). Le fluide à étancher peut alors, sous l'action d'une différence de pression, d'un drainage capillaire ou d'un phénomène de diffusion de masse, s'introduire dans ce réseau de cavités et gagner l'extérieur du système.

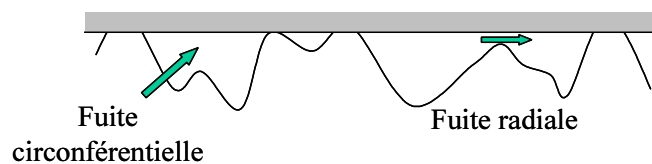


FIG. 1 – *Interstices résiduels résultant du contact entre une surface rugueuse et un plan lisse rigide*

L'ensemble de ces phénomènes est au coeur de la problématique du groupe de Recherche "Etanchéités statiques par joints métalliques sous conditions extrêmes", composé d'industriels et de laboratoires de recherche, sous l'égide du CNRS.

Cette problématique comporte deux parties complémentaires.

La première partie, consiste à déterminer par un calcul de mécanique des solides la structure des chemins de fuite, résultant du contact entre deux surfaces rugueuses (figure 2).

La seconde partie, dans laquelle s'inscrit ce travail, consiste à étudier les écoulements de fluide dans le réseau de cavités issu du calcul solide afin de déterminer le débit de fuite.

Pour exemple, on cite le cas des centrales nucléaires, où le réacteur est refroidi par un circuit primaire, dans lequel circule en boucle fermée de l'eau à une température de $430K$. Pour que l'eau du circuit primaire reste à l'état liquide, la pression est de l'ordre de $15,5MPa$, soit environ 155 fois la pression atmosphérique.

A travers cet exemple, il est perçu la possibilité, qu'au cours de son cheminement dans le réseau de cavités, le fluide en présence soit à une pression et une température correspondant à un état thermodynamique différent de son état initial dans le système.

Le changement d'état thermodynamique, ou changement de phase, se traduit alors par une modification des propriétés du fluide et donc de l'écoulement.

L'objet de ce travail est l'identification et la compréhension de la phénoménologie du changement de phase liquide-vapeur dans un écoulement fortement confiné, représentatif d'un écoulement dans un

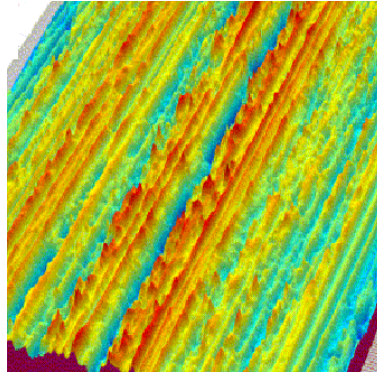


FIG. 2 – Surface rugueuse à strie en spirale résultant d’une opération de tournage

joint.

Une analyse phénoménologique va permettre de dimensionner et de mettre en oeuvre un dispositif expérimental visant à observer le phénomène d’ébullition dans ces conditions.

La structure finale du chemin de fuite possède des propriétés géométriques complexes, sources de difficultés analytiques lors du calcul de mécanique des fluides. Dans ce qui va suivre, le chemin de fuite est assimilé à un capillaire, de diamètre intérieur micrométrique, aux extrémités duquel, une différence de pression est imposée. La différence de pression est à la fois le moteur de l’écoulement et du changement de phase. De ce fait, les situations où il existe une différence de température entre le milieu à étancher et le milieu extérieur ne sont pas étudiées.

Le premier chapitre est un état de l’art sur le changement de phase liquide vapeur à l’échelle micrométrique. Après quelques rappels sur la thermostatique des mélanges, des modèles discrets de croissance de la phase vapeur sont présentés, depuis l’activation de la nucléation jusqu’à la croissance et l’embarquement des bulles de vapeur. Ensuite, la notion de milieu continu fictif est abordée au travers de modèles globaux d’écoulement. Enfin, les principaux travaux concernant les expérimentations de changement de phase liquide-vapeur en milieu confiné sont détaillés. L’objectif de ce chapitre est de s’appuyer sur l’existant pour d’une part prendre connaissance des modèles caractérisant l’évolution de la phase vapeur, d’autre part, constituer une base de comparaison avec les expérimentations précédentes et, enfin, percevoir les limites techniques, de fabrication et de mesure à l’échelle micrométrique.

Le chapitre 2 débute par la définition des méthodes et des principes de l’analyse phénoménologique. Après avoir présenté le problème et ses données, il est envisagé qu’il puisse exister, dans un écoulement avec changement de phase, un front unique séparant la phase liquide de la phase vapeur. Dans cette optique, les équations de la dynamique dans la phase liquide sont établies en supposant l’écoulement isotherme. L’examen du cas pour lequel le phénomène visqueux est dominant, conduit à la détermination de l’ordre de grandeur des échelles de vitesses. Il en découle une condition sur les données pour que le précédent choix soit effectivement réalisé. Ensuite, l’ensemble des équations thermiques et interfaciales sont traitées, pour trois types de conditions thermiques à la paroi (paroi athermane, flux de chaleur imposé et couplage fluide/solide), afin d’identifier les mécanismes de transport de la chaleur nécessaire au changement de phase. La non existence d’un front stationnaire étant établie, il convient d’évaluer les ordres de grandeurs des temps caractéristiques de croissance et de détachement des bulles de vapeur, initiées par nucléation hétérogène. L’analyse phénoménologique débouche finalement sur une simplification des équations et un modèle quasi statique est élaboré pour décrire la croissance et le transport d’un bouchon de vapeur (bulle ayant un rayon du même ordre de grandeur que le rayon du capillaire) dans un écoulement.

Le troisième chapitre présente le dispositif expérimental. Les objectifs sont définis puis les choix de dimensionnement sont expliqués. Un soin particulier est apporté à la sélection du couple fluide/capillaire. Enfin, un protocole expérimental est élaboré pour assurer la répétitivité des résultats.

Après avoir expliqué comment interpréter les images d'écoulement avec changement de phase, le chapitre 4 présente et analyse les résultats des visualisations et des mesures obtenues pendant les étapes 2 et 3 du protocole.

En conclusion, une analyse détaillée de l'ensemble des présents travaux, orientée à la fois sur les aspects positifs et négatifs, permet de définir leur continuité, pour améliorer la prédiction du débit de fuite lorsqu'un changement de phase liquide-vapeur intervient au cours de l'écoulement.

Chapitre 1

Étude bibliographique

1.1 Formation de la phase vapeur par ébullition

1.1.1 Thermostatique

La vaporisation, phénomène thermodynamique, caractérise la transition de l'état liquide à l'état gazeux d'un corps. Il existe deux formes particulières de vaporisation : l'ébullition et la cavitation. Ces deux procédés de vaporisation se distinguent par les phénomènes qui contrôlent leur apparition : l'ébullition est contrôlée par les phénomènes thermiques et la cavitation est contrôlée par les phénomènes dynamiques.

L'ébullition est employée dans de nombreuses applications, industrielles (centrales nucléaires) ou grand public (réfrigérateurs), lorsque les flux thermiques à évacuer sont importants, car ce phénomène favorise les échanges de chaleur.

La cavitation est généralement à éviter ou à retarder du fait de ses conséquences néfastes : érosion de cavitation, pertes de performances et bruit de cavitation.

La température T et la pression P sont des variables thermodynamiques, ou fonctions d'état, au même titre que le volume V , l'enthalpie h ou l'entropie e . Ces fonctions d'état ne sont pas toutes indépendantes, mais liées entre elles par des équations, dites équations d'état, du type : $f(P, V, T) = 0$ (ex. : équation d'état des gaz parfaits : $PV = NR_gT$).

La détermination de l'état d'un fluide nécessite la connaissance de deux de ces variables (hypothèse de fluide divariant), T et P par exemple. Il en résulte que $V = f(T, P)$ peut être représentée dans l'espace (P, T, V) par une surface (figure 1.1), ou une courbe si la transformation est isotherme, isobare ou isochore.

Afin d'étudier le comportement d'un système où coexistent plusieurs phases, on se place à l'état d'équilibre, i.e. le système s'est arrêté d'évoluer et n'échange plus d'énergie avec le milieu extérieur. Un tel équilibre, dans une enceinte isolée, se présente sous la forme de la phase liquide continue en présence de la phase vapeur continue, les deux phases étant séparées par une interface plane.

L'équilibre d'un système thermodynamique implique une variation nulle de l'enthalpie libre dG (Gibbs), soit :

$$dG = -SdT + VdP + \sum_{i=1}^n \mu_i dN_i = 0 \quad (1.1)$$

Avec :

- S : entropie du système (J/K),
- V : volume du système (m^3),
- N_i : nombre de mole du composant i présent dans le système,
- μ_i : potentiel chimique du composant i (J/mol).

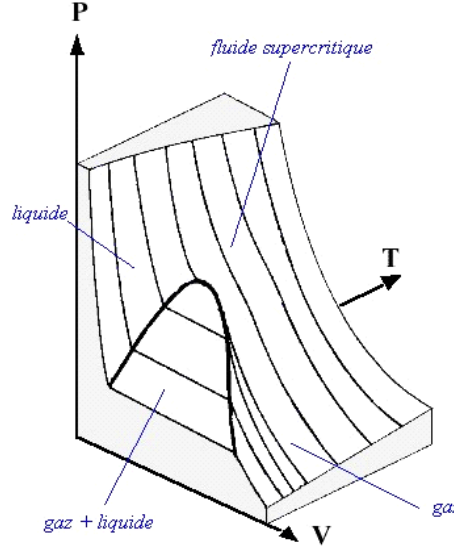


FIG. 1.1 – Diagramme (P,T,V)

A température et pression constantes, on obtient :

$$\sum_{i=1}^n \mu_i dN_i = 0 \quad (1.2)$$

qui se simplifie en

$$\mu_{\ell_i} = \mu_{v_i} \quad (1.3)$$

c'est-à-dire que pour chaque espèce, le potentiel chimique est le même dans les deux phases. Dans le cas d'un corps pur, cette condition d'équilibre impose l'égalité des potentiels chimiques μ_v dans la phase vapeur et μ_ℓ dans la phase condensée. Rappelons que pour un corps pur, le potentiel chimique ne dépend que de la température et de la pression. A partir de (1.3), on démontre qu'il existe une relation univoque entre la pression d'équilibre et la température, telle que :

$$\left. \frac{dP}{dT} \right|_{sat} = \left. \frac{h_{\ell v}}{T(v_v - v_\ell)} \right|_{sat} \quad (1.4)$$

Avec :

- v_i : volume massique de la phase i (m^3/kg),
- $h_{\ell v}$: chaleur latente de changement d'état à P et T constantes (J/kg).

L'équation de Clausius-Clapeyron (1.4) exprime en tout point la pente de la courbe de saturation $P_{sat}(T_{sat})$ (figure 1.2). Généralement, le volume massique v_ℓ de la phase condensée peut être négligé devant le volume massique v_v de la phase vapeur (exception faite au voisinage du point critique pour l'équilibre liquide-vapeur).

En admettant que la phase vapeur obéit à une loi de gaz parfait, il est possible d'intégrer la relation (1.4) sur la courbe de saturation entre les points de coordonnées $P_\ell, T_{sat}(P_\ell)$ et $P_{sat}(T), T$. Si les points d'ordonnées P_ℓ et $P_{sat}(T)$ sont très voisins, il vient l'expression utilisée dans la pratique :

$$T - T_{sat} = \frac{T_{sat}}{\rho_v h_{\ell v}} (P_{sat} - P_\ell) \quad (1.5)$$

La métastabilité caractérise l'équilibre précaire d'un système, où une perturbation infime peut causer la formation spontanée d'une nouvelle phase et provoquer le retour à un état d'équilibre stable. L'état métastable est obtenu en passant à travers la courbe d'équilibre sans changement de phase.

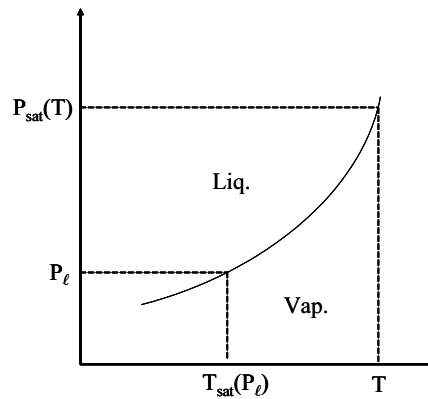
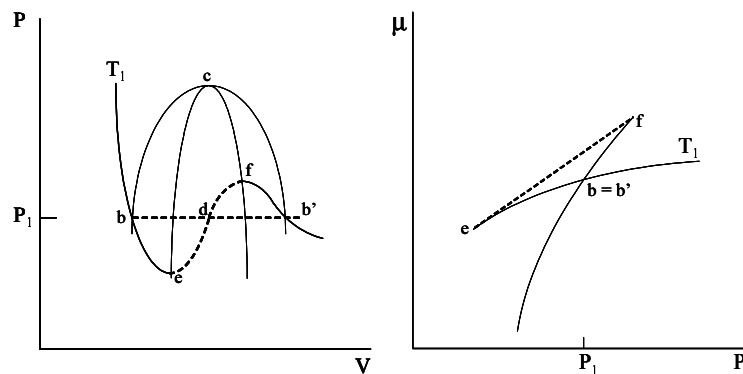


FIG. 1.2 – Courbe de saturation

Par exemple, à pression donnée, il est possible de chauffer un liquide à une température supérieure à sa température d'ébullition. Dans ces conditions, le liquide se trouve dans un état métastable dit de surchauffe. La surchauffe est d'autant plus importante que le liquide est pur et que le contact avec des surfaces est minimisé. Afin d'illustrer les différents états évoqués ci-dessus, une isotherme ($bedfb'$) d'un diagramme de phases $P - V$ (figure 1.3a) est parcourue [Deb96].

FIG. 1.3 – Diagrammes (P,V) a) et (μ,P) b)

La règle de construction de Maxwell, issue de (1.3), impose aux surfaces bed et dfb' d'avoir la même aire. La courbe $bc'b'$ représente la courbe d'équilibre encore appelée binodale ou courbe de coexistence, où l'égalité (1.3) est vérifiée (figure 1.3b). Les points situés sur le segment be correspondent à une situation de surchauffe de la phase condensée : à une température donnée T_1 , la pression du liquide est inférieure à sa pression de vapeur saturante P_1 . Au point e , le liquide surchauffé a atteint une limite de stabilité. Réciproquement, les points situés sur le segment fb' correspondent à une situation de sous refroidissement de la phase vapeur. La courbe ecf est appelée spinodale, et constitue un ensemble de situations instables. Les segments ed et df correspondent à des états instables. Le retour à une situation de stabilité s'opère par l'apparition d'une nouvelle phase stable, sous forme de germes (bulles de vapeur dans un liquide surchauffé) : c'est le phénomène cinétique de nucléation.

Des impuretés suspendues ou dissoutes, des surfaces solides non parfaitement "mouillées", constituent dans la plupart des cas des sites privilégiés pour la formation de la nouvelle phase : on parle alors de nucléation hétérogène. En l'absence d'impuretés ou de surfaces solides, des germes de la nouvelle phase se forment à même la phase métastable. Ce processus implique le franchissement d'un niveau d'énergie, correspondant à la rupture des liaisons moléculaires, afin de générer un germe de taille critique au-delà duquel la nouvelle phase croît spontanément. Ce mécanisme fondamental de transformation de phase, noté nucléation homogène, n'est pas abordé ici, car il faudrait des surfaces

parfaitement lisses et un liquide parfaitement pur.

Dans un liquide surchauffé, des bulles microscopiques contenant un gaz non condensable à la pression P_g , régions où la densité est plus faible que celle du liquide, provoquent la formation de la phase vapeur. Le mélange liquide-vapeur ainsi obtenu induit la présence d'interfaces, où règne une discontinuité des contraintes normales. L'équilibre mécanique de la bulle dans le liquide se traduit par la relation de Laplace, telle que :

$$P_v + P_g - P_\ell = \frac{2\gamma}{\zeta} \quad (1.6)$$

Avec :

- P_v : pression de la phase vapeur dans la bulle (Pa),
- P_g : pression du gaz non condensable (Pa),
- P_ℓ : pression à l'interface, côté liquide (Pa),
- ζ : rayon de courbure moyen au point considéré (= le rayon si la bulle est sphérique),
- γ : coefficient de tension superficielle (N/m).

Il est montré que la pression de la phase vapeur dans la bulle est égale à la pression de saturation. La pression dans le liquide étant inférieure à la pression de saturation, le liquide est surchauffé. Cette surchauffe peut être exprimée en utilisant la relation de Clapeyron (1.5). Il vient :

$$(\delta T)_{sat} = \frac{2T_{sat}\gamma}{\rho_v h_{\ell v} \zeta} \quad (1.7)$$

A l'issue de ces rappels de thermodynamique, l'influence du confinement sur le déclenchement de la nucléation hétérogène est abordé.

1.1.2 Nucléation hétérogène en espace confiné

Dans cette partie, l'influence du diamètre hydraulique des conduits sur la dynamique de formation et d'évolution des bulles est traitée. Comme il a été dit précédemment, le changement de phase liquide-vapeur prend naissance au niveau de microbulles qui se sont formées par diffusion gazeuse soit au niveau des impuretés solides transportées par l'écoulement, soit au niveau du contact entre le liquide et les parois.

Dans certaines conditions, associées à la miniaturisation des systèmes de refroidissement par exemple, le changement de phase par ébullition se produit dans des espaces confinés que sont les mini ou microcanaux. Si la valeur du diamètre hydraulique D_H est comprise entre $200\mu m$ et $3mm$, il s'agit de minicanaux.

Dans une gamme inférieure, Kandlikar [Kan02] attribue le terme de microcanal aux tubes dont D_H est compris entre $10\mu m$ et $200\mu m$, tandis que Serizawa et al. [SFK02] rappellent que l'attribution du terme microcanal s'applique quand le rapport entre la longueur capillaire λ et D_H est inférieur à 3,3, avec :

$$\lambda = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_\ell - \rho_v)}} \quad (1.8)$$

Par exemple, le diamètre hydraulique limite serait de $0,82mm$ pour de l'eau à $20^\circ C$ et à la pression atmosphérique. Ce critère de confinement, qui met en balance les phénomènes de tension superficielle et de gravité, conduit à la détermination de D_H .

La caractérisation des écoulements dans des microcanaux ne s'arrête toutefois pas au seul critère de dimensionnement du diamètre hydraulique, car à l'échelle microscopique, d'autres paramètres, tels que la propreté et la rugosité des surfaces, sont tout aussi importants.

Dans les microcanaux, l'ordre de grandeur des rugosités n'est que de un à deux ordres de grandeur plus faible que celui du diamètre hydraulique du capillaire et l'espace laissé libre à la croissance du germe est considérablement restreint.

Le confinement a été étudié par Peng et al. [PHW98] dans des microcanaux de diamètre hydraulique D_H . Ils obtiennent, par une analyse thermodynamique, une surchauffe 280 fois plus importante que celle donnée par la relation (1.7), en prenant $D_H = 2\zeta$, soit :

$$(\delta T)_{sup} = \frac{4AT_{sat}(v_v - v_\ell)\gamma}{h_{\ell v}D_H} \quad (1.9)$$

La courbe représentative de cette expression (figure 1.4) illustre l'influence du confinement et des propriétés du fluide sur la surchauffe. La valeur de $(\delta T)_{sup}$ pour de l'eau (à $373,15K$ et P_{atm}) peut dépasser cent Kelvin lorsque le diamètre hydraulique du capillaire est inférieur au demi millimètre. Pour un fluide tel que le *R134a* (à $293,15K$ et $P_{sat} = 0,57MPa$), les valeurs de surchauffe demeurent toutefois raisonnables, et restent de l'ordre de la dizaine de degrés. La surchauffe à appliquer au *R134a* est donc inférieure à celle de l'eau.

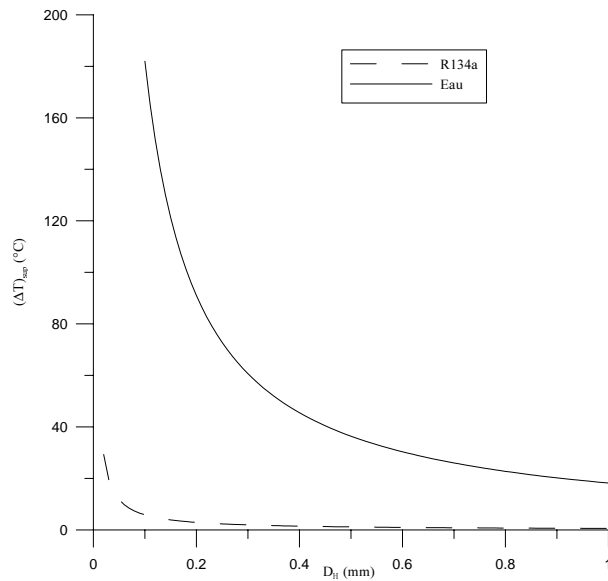


FIG. 1.4 – Surchauffe nécessaire à l'initiation de la nucléation en fonction du diamètre hydraulique des capillaires

Brereton et al. [BCS98] évaluent l'influence du confinement sur le déclenchement de la nucléation hétérogène. Dans leur expérience, de l'eau est d'abord pré compressée à $100MPa$, pour stabiliser les germes. Le fluide circule ensuite dans des capillaires en silice de diamètres intérieurs compris entre 20 et 100 μm et de longueur 150mm. L'évolution de la température de nucléation en fonction du diamètre du capillaire (figure 1.5) montre que plus le diamètre est petit, plus la surchauffe doit être conséquente, et plus la nucléation est retardée. Le modèle théorique de nucléation hétérogène élaboré par ces auteurs est en accord avec les résultats expérimentaux.

Une fois que le phénomène de nucléation est amorcé, la bulle est libre de croître et éventuellement de se détacher de la surface d'activation.

1.1.3 Croissance des bulles

Plesset [Ple48] étudie les variations du rayon d'une bulle sphérique dans un champ de pression donné, et établit une équation connue sous le nom de Rayleigh-Plesset.

Cette équation doit être couplée aux équations de continuité, de mouvement et de transfert de chaleur avec les conditions aux limites appropriées. L'ensemble de ces équations régit la croissance d'une bulle sphérique dans un milieu infini.

L.E. Scriven [Scr59] obtient des solutions asymptotiques aux équations régissant le grossissement de phase, sphériquement symétrique, dans un milieu infini, réglé par les transferts thermiques et le

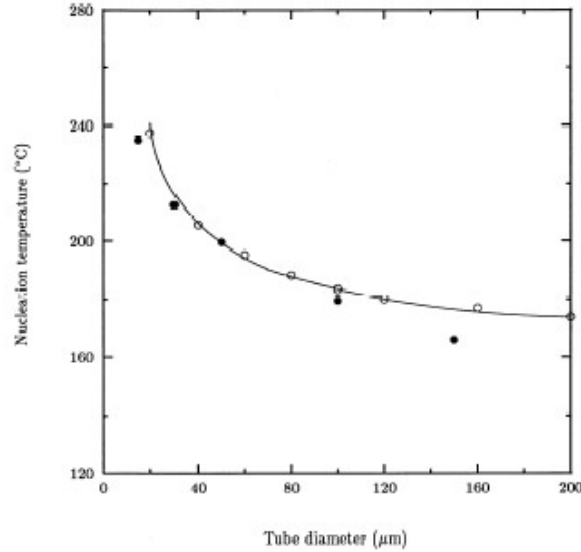


FIG. 1.5 – Évolution de la température de nucléation en fonction du diamètre du tube • Observations expérimentales; ○ Modèle théorique [BCS98]

transport de matière. Les solutions sont obtenues pour des substances pures, et couvrent une large gamme de masses volumiques de la phase vapeur. L'évolution du rayon est donnée par la relation $R = 2\beta\sqrt{\alpha t}$, où α est la diffusivité thermique ou massique. Le paramètre sans dimension β s'exprime différemment selon le mode de contrôle de la croissance. En plus des propriétés physiques des deux fluides, β traduit principalement l'influence du degré de surchauffe.

Waldman et al. [WH65] traitent numériquement la croissance d'une bulle dans un liquide surchauffé, à partir d'une inclusion gazeuse contenant de la vapeur saturée. Dans la période 10^{-10} à 10^{-6} secondes, les couches de diffusion thermique dans le liquide ne sont pas suffisamment développées pour approvisionner la bulle en vapeur et s'opposer à la tension superficielle et aux effets hydrodynamiques qui entravent l'évolution du rayon. Le cap des 10^{-3} secondes franchi, la croissance est asymptotique et entièrement contrôlée par les effets thermiques. La valeur initiale du rayon de la bulle ζ_0 n'a alors plus d'importance et l'évolution du rayon est donnée par la relation :

$$\zeta(t) = \left(\frac{4}{\pi}\right)^{1/2} \frac{\rho_\ell c_{p\ell} (\delta T)_{sat}}{h_{\ell v} \rho_v} \sqrt{\alpha_\ell t} \quad (1.10)$$

Bonjour et al. [BBGL97] étudient le phénomène d'ébullition stagnante du R113 en espace confiné à partir d'un site de nucléation isolé de forme trapézoïdale (figure 1.6), activé par flux thermique et placé dans un canal d'épaisseur e , sous différentes pressions.

L'effet du confinement sur l'écrasement des bulles est caractérisé par le nombre de Bond, défini par :

$$Bd = \frac{e}{\lambda} \quad (1.11)$$

Le fluide employé est du R113. Sa valeur λ est de l'ordre de $1mm$. En orientation horizontale des parois de confinement, lorsque le nombre de Bond est supérieur à l'unité, la croissance de la bulle est identique à celle observée en ébullition libre. La présence de la paroi de confinement ne contribue pas à la déformation de la bulle. En revanche, un nombre de Bond inférieur à l'unité, conduit à l'écrasement de la bulle, ce qui améliore les échanges thermiques. Ceci se traduit par une diminution de la surchauffe à la paroi pour un flux donné. La déformation et l'écrasement des bulles, du fait de la présence de la paroi de confinement, conduisent à une augmentation de la microcouche thermique sous-jacente à la bulle, ce qui facilite l'évaporation et augmente les transferts par chaleur latente. Une augmentation de

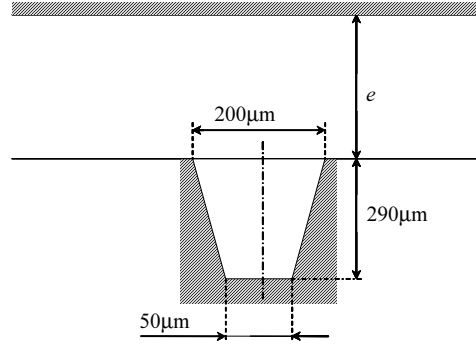


FIG. 1.6 – Site expérimental de nucléation en ébullition en vase [BBGL97]

la pression du système produit le même effet car la fréquence d'émission des bulles est accrue malgré une diminution de leur diamètre de détachement.

J. Mitrovic [Mit01] évalue le flux de chaleur φ_p à appliquer à la paroi d'un microcanal de rayon a , pour qu'une bulle de vapeur de rayon ζ , placée au centre de l'écoulement, poursuive sa croissance. L'écoulement est supposé laminaire, hydro et thermo dynamiquement établi, à une seule composante de vitesse, avec des propriétés de fluide constantes. Dans ces conditions, la répartition de température dans le liquide s'exprime :

$$T_\ell - T_p = 2 \frac{\rho_\ell c_{p\ell} u a^2}{k_\ell} \frac{\partial T_\ell}{\partial z} \left[\frac{1}{4} \left(\frac{r}{a} \right)^2 - \frac{1}{16} \left(\frac{r}{a} \right)^4 - \frac{3}{16} \right] \quad (1.12)$$

où u est la vitesse moyenne de l'écoulement et T_p est la température de paroi. Une expression semblable, sous une forme sans dimension, est obtenue dans le chapitre 2.

A partir de (1.12) et (1.7), en prenant $\zeta = \frac{a}{2}$, l'auteur obtient la condition sur φ_p , telle que :

$$\varphi_p = \frac{16 T_\infty k_\ell \gamma}{3 h_{\ell v} \rho_v a^2} \quad (1.13)$$

L'équation (1.13) s'applique indifféremment aux capillaires macro ou micro métriques, et ne tient pas compte de l'effet du confinement. L'auteur introduit la notion de "suppression de formation de larges bulles" au moyen de la contrainte de cisaillement à la paroi. Cette résultante hydrodynamique, dont l'amplitude s'accroît avec la réduction du diamètre du capillaire, favorise le détachement prématuré de l'inclusion (avant que son rayon ne soit égal à celui du capillaire) et l'entraîne vers l'axe de l'écoulement. La bulle se situe alors dans une région de plus faible température et se condense.

1.1.4 Détachement des bulles

Sur la paroi, les bulles croissent jusqu'au moment où elles atteignent le rayon ζ_d de détachement. La valeur de ζ_d est déterminée par l'équilibre entre la gravité et les forces de surface qui sont conditionnées par l'angle de contact χ . Le rayon de détachement d'une bulle sphérique, sur une paroi plane, est [Ste92] :

$$\zeta_d = 0,851 \chi \sqrt{\frac{2\gamma_{\ell v}}{g(\rho_\ell - \rho_v)}} \quad (1.14)$$

En ébullition stagnante, si la différence entre la température de paroi et la température de saturation est trop importante, la vitesse de croissance est accrue et les phénomènes dynamiques ne sont plus négligeables. Sous l'effet des forces d'inertie, la bulle est retenue sur la paroi et les rayons de détachement sont plus importants. La prise en compte de ces nouveaux paramètres pour le calcul de

ζ_d se fait par l'intermédiaire du nombre de Jakob Ja , du nombre de Prandtl liquide Pr_ℓ et du nombre d'Archimedes Ar . Ces nombres sans dimension sont définis par :

$$Ja = \frac{c_{p\ell} \rho_\ell (T_p - T_\ell)}{h_{\ell v} \rho_v} \quad Pr_\ell = \frac{\mu_\ell c_{p\ell}}{k_\ell} \quad \text{et} \quad Ar = \frac{g \rho_\ell^2}{\mu_\ell^2} \left(\frac{\gamma_{\ell v}}{g \rho_\ell} \right)^{3/2}$$

Dans la gamme $5.10^{-7} \leq \left(\frac{Ja}{Pr} \right)^2 \frac{1}{Ar} \leq 10^{-1}$ le rayon de décrochement peut être calculé à partir de la relation empirique donnée par Stephan [Ste92] :

$$\zeta_d = 0,25 \sqrt{\frac{\gamma_{\ell v}}{g(\rho_\ell - \rho_v)}} \left[1 + \left(\frac{Ja}{Pr} \right)^2 \frac{1}{Ar} \right]^{1/2} \quad (1.15)$$

Pour les fluides frigorigènes, l'auteur conseille d'utiliser un angle χ de 35 degrés.

Dans les essais que nous avons réalisés, ce n'est pas la gravité qui joue un rôle pour le décrochement des bulles mais la vitesse de l'écoulement car des forces de cisaillement s'exercent sur la bulle, modifiant sa forme et l'équilibre local des contraintes.

En matière de détachement de bulles dans un écoulement cisailé, il faut citer les travaux de Chen et al. [CT01] qui étudient, par la méthode des différences finies complétée par des éléments d'interfaces, la croissance et le détachement de bulles en présence d'un écoulement cisailé de fluide sous refroidi. La bulle n'est pas obtenue par nucléation naturelle mais en injectant de la vapeur par un orifice perpendiculaire à la surface de croissance, orientée horizontalement. De plus, l'espace laissé libre à la bulle n'est pas limité. La méthode numérique employée permet une meilleure prise en compte du changement de phase à l'interface liquide-vapeur et des effets dynamiques sur la déformation de la bulle. Les paramètres de l'étude sont la vitesse de l'écoulement, le débit de gaz dans l'orifice et la différence de température entre la vapeur et le fluide. Le modèle montre qu'une forte proportion (30 à 40 %) de la vapeur contenue dans la bulle se condense pendant la croissance. Cette proportion de vapeur condensée diminue avec l'augmentation du degré de sous-refroidissement, ce qui tend à montrer la prépondérance des effets d'inertie et de gravité devant les effets de transfert de chaleur. Enfin, l'augmentation de la vitesse du liquide accélère le détachement de la bulle, engendrant une baisse de la quantité de vapeur condensée.

Une fois décrochées, les bulles de vapeur sont emportées et dispersées dans la phase liquide. La modélisation de l'écoulement à l'échelle locale devient fastidieuse, c'est pourquoi le mélange est traité à l'échelle globale.

1.2 Modèles globaux d'écoulements à plusieurs phases

Par définition, en physique et en chimie, une phase représente un état de la matière et correspond à un gaz, un liquide ou un solide. Un écoulement diphasique est donc constitué d'une seule substance mais où coexistent des états thermodynamiques différents. Par abus de langage, le terme diphasique est également employé lorsque l'écoulement comporte deux constituants de natures différentes, quels que soient leurs états. En ébullition convective interne, les phases vapeur et liquide sont simultanément en mouvement. La physique de l'écoulement diphasique résultant est plus complexe que celle d'un écoulement monophasique car en plus des effets d'inertie, de viscosité et de pression s'ajoutent les effets d'interfaces (mouillabilité, tension superficielle, vitesses relatives).

La description des écoulements diphasiques est fondamentale dans de très vastes domaines (nucléaire, électronique, transfert de produits pétroliers, etc..) c'est pourquoi ils sont l'objet de nombreuses recherches depuis les années 50.

Martinelli et al. [Wal69] proposent des modèles d'écoulements diphasiques partant du principe que les propriétés du mélange des deux constituants peuvent être obtenues par une combinaison linéaire des propriétés de chacun. Le paramètre pondérateur est la fraction de vide, notée α , valant zéro pour la phase liquide seule et un pour la phase gaz seule.

En 1969, G. Wallis [Wal69] rappelle différentes techniques, plus ou moins complexes en fonction du degré de représentativité recherché, pour l'analyse des écoulements diphasiques monodimensionnels dans des tubes. Les modèles 1D en question sont à fluides homogènes ou à fluides séparés (les deux phases n'ont pas la même vitesse) et permettent le calcul de la chute de pression. Ces modèles s'appliquent aux écoulements laminaires ou turbulents, à bulles ou à bouchons, avec ou sans apport de chaleur et changement de phase. Depuis quelques années, ces modèles sont transposés aux tubes dont le diamètre hydraulique est inférieur à 1 mm, car ils sont très utilisés dans les domaines techniques et scientifiques modernes : microactionneurs mécaniques, refroidissement de microcomposants électroniques, médecine, etc.. La conception et le dimensionnement de tels systèmes requièrent la connaissance des différents régimes d'écoulements et des transferts thermiques en paroi à l'échelle micrométrique. Un grand nombre de ces études portent sur le phénomène d'ébullition en convection forcée en vue d'optimiser les performances de refroidissement par le calcul d'un coefficient d'échange convectif.

Les fluides frigorigènes sont avec l'eau à l'origine de nombreuses investigations.

Chen et al. [CL01] expérimentent le changement de phase liquide-vapeur du réfrigérant *R12* dans des capillaires adiabatiques, sous l'effet d'une différence de pression. Le diamètre intérieur du tube est de $0,6\text{mm}$, et sa longueur est de $1,5\text{m}$. D'après la figure (1.7), l'écoulement le long du tube est divisé en quatre régions :

- Région 1 : Monophasique liquide, sous refroidi,
- Région 2 : Déséquilibre thermique, monophasique liquide,
- Région 3 : Déséquilibre thermique, diphasique liquide-vapeur,
- Région 4 : Équilibre thermique, diphasique liquide-vapeur.

La zone 2 correspond à un état métastable de la phase liquide, puisque le gradient de pression est linéaire, et la pression est inférieure à la pression de vapeur saturante. La zone 3 correspond au début de formation de la nouvelle phase, signalée par la baisse de température et le changement de pente du gradient de pression. L'étendue de ces deux zones dépend directement du diamètre du capillaire, de son état de surface, des propriétés physiques et thermodynamiques du fluide.

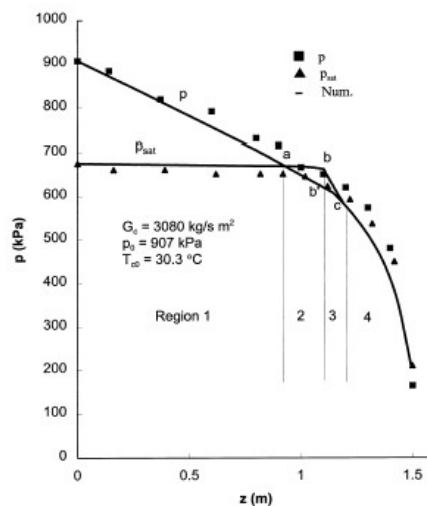


FIG. 1.7 – Distribution le long du capillaire de la pression mesurée p , et de la pression de vapeur saturante p_{sat} , correspondant à la température mesurée [CL01]

Il est intéressant de noter le caractère parabolique de la chute de pression dans la zone diphasique. Des calculs numériques basés sur le modèle diphasique à vitesse de glissement entre les phases, prenant en compte une vitesse relative entre les phases liquide et vapeur, donnent un accord satisfaisant avec les valeurs expérimentales. Cependant, ces modèles n'ont jamais été testés dans une configuration de microécoulement.

Cette absence de modélisations peut s'expliquer par un manque de connaissances des mécanismes du changement de phase à l'échelle micrométrique, dont l'étude est pour l'instant essentiellement expérimentale.

1.3 Expérimentations de changement de phase liquide-vapeur dans des capillaires

1.3.1 Visualisation du changement de phase

Peles et al. [PYH01] abordent numériquement et expérimentalement les écoulements avec un seul front d'évaporation dans des micro canaux chauffés uniformément à la paroi.

Ils proposent tout d'abord une approche unidimensionnelle simplifiée de l'écoulement, qui est scindé en deux parties : une partie liquide et une partie vapeur. Cette approche a été utilisée pour déterminer la limite d'existence d'un front stationnaire d'évaporation, en fonction de différents paramètres sans dimension (Nombre de Peclet $Pe = Pr.Re$, Nombre de Jakob Ja , Flux de chaleur à la paroi rendu sans dimension $\vartheta = \frac{\varphi_p L}{\rho_\ell u_\ell c_{p\ell} T_\ell}$). Une étude similaire est proposée dans le chapitre 2 du mémoire.

Ces auteurs ont ensuite réalisé des expériences à l'aide d'un échangeur de chaleur composé de 17 microcanaux de sections triangulaires, de diamètre hydraulique $157\mu m$. Le débit volumique est de $5,7ml.min^{-1}$ et les flux de chaleur appliqués aux parois peuvent atteindre $35W.m^{-2}$. Les valeurs des paramètres sans dimension correspondent à un écoulement instationnaire, i.e. sans front stationnaire d'évaporation. Les visualisations des écoulements, couplées aux mesures expérimentales de température et de pression, permettent d'identifier les mécanismes d'initiation du changement de phase en fonction du nombre de Péclet.

Pour des nombres de Péclet d'ordre unité, des bulles se forment sur les parois du conduit. La croissance de ces bulles engendre un blocage de l'écoulement diphasique qui devient instationnaire. Cet effet devient négligeable quand $Pe \gg 1$: l'évaporation du liquide entraîne la formation d'un front périodique d'évaporation, constitué d'un mélange diphasique, dont la longueur est de l'ordre du diamètre hydraulique.

Serizawa et al. [SFK02] visualisent des écoulements diphasiques dans des capillaires transparents de longueur $10mm$. Le diamètre intérieur des tubes est de 20, 25 et $100\mu m$ pour le mélange eau-air et de $50\mu m$ pour le mélange eau-vapeur.

Dans la configuration de changement de phase, i.e. pour le capillaire en silice de diamètre intérieur $50\mu m$, l'eau passe d'abord dans un tube conducteur en acier inoxydable, chauffé par un courant continu. L'écoulement est obtenu en pressurant l'eau dans un réservoir situé en amont de la section d'essai. La figure (1.8) présentent les différents régimes d'écoulement observés (à bulles, à bouchons, "liquid ring", "liquid droplet").

Qu et al. [QM02] visualisent la formation et le départ de bulles de vapeur formées par ébullition près de la sortie d'un canal de section rectangulaire de dimensions $713 \times 231\mu m$. Une des faces est chauffée à flux constant alors que les trois autres sont isolées thermiquement. L'eau déionisée pénètre dans le canal à des vitesses allant de $0,13$ à $1,44m.s^{-1}$, et des températures de 30, 60 et $90^\circ C$. La pression de sortie est toujours égale à $0,12MPa$. Les auteurs constatent que le nombre de sites de nucléation activés est limité à un ou deux et que le diamètre de départ des bulles est logiquement conditionné par la vitesse de l'écoulement : plus la vitesse débitante est grande, plus les bulles sont petites au moment où elles sont emportées par l'écoulement.

Kandlikar [Kan02] présente une bibliographie ayant comme thème l'ébullition dans des tubes de diamètre hydraulique inférieur à $3mm$. Il y rappelle que lorsque le diamètre du tube est inférieur à $100\mu m$, l'inclinaison importe peu car le phénomène de tension superficielle devient prépondérant devant le phénomène de gravité. Dans les microcanaux, les deux régimes d'écoulements généralement observés sont à bulles et à bouchons. Nous souhaitons vérifier ce point à l'aide de notre dispositif expérimental.

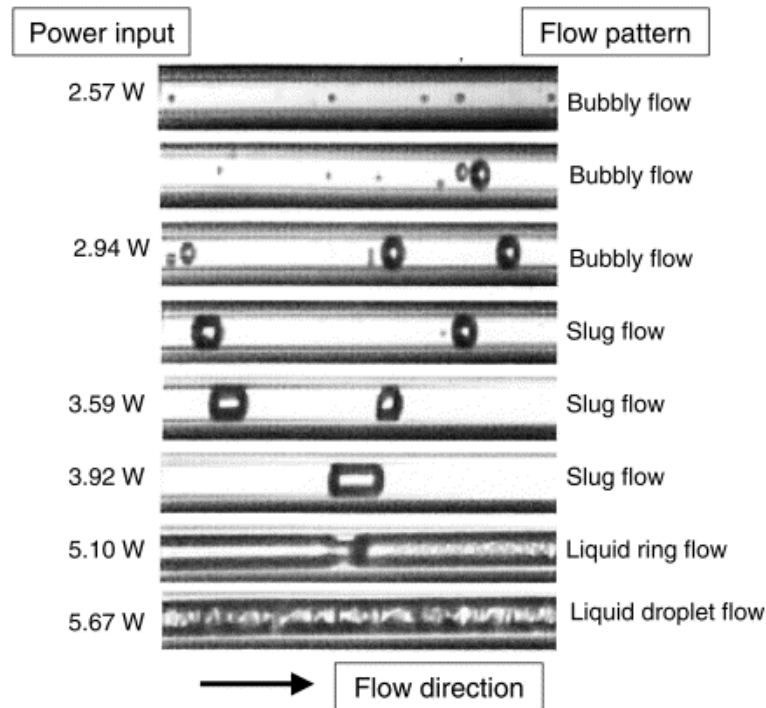


FIG. 1.8 – Visualisation de l'ébullition d'eau circulant dans un capillaire de diamètre intérieur $50\mu\text{m}$ et de longueur 10mm . Les régimes d'écoulement dépendent du préchauffage de la phase liquide en amont de la section d'essai [SFK02]

1.3.2 Changement de phase et instabilités hydrodynamiques

Zhang et al. [ZKJ01] visualisent les régimes d'écoulement en ébullition par convection forcée dans des microcanaux de silicium. Le fluide est de l'eau déionisée. Les canaux de longueur 65mm , ont une section droite rectangulaire de diamètre hydraulique compris entre $44\mu\text{m}$ et $113\mu\text{m}$. Le flux de chaleur est apporté par la paroi inférieure, et la visualisation est rendue possible grâce à la paroi supérieure en verre. Le système de mesure est composé de deux capteurs de pression, placés aux extrémités de l'écoulement, et de quatre thermocouples répartis sur la longueur du canal.

Quelle que soit la configuration, le phénomène de nucléation en paroi est observé (figure 1.9a et figure 1.9b). Dans les tubes de plus faible section, le régime d'écoulement à bulles évolue très rapidement pour ne laisser qu'une fine pellicule de liquide entre la phase vapeur et les parois (figure 1.9b).

L'examen simultané, des signaux transitoires de pression et des enregistrements visuels, indique des fluctuations de pression aux moments précis où des sites de nucléation sont activés. La croissance d'une bulle provoque donc une fluctuation de pression, de l'ordre de $0,1\text{MPa}$, qui se propage sur toute la longueur du tube (figure 1.10). Ces fluctuations de pression n'ont toutefois pas été constatées dans les capillaires de diamètre hydraulique $44\mu\text{m}$ car dans ces conditions, il n'existe pas dans l'écoulement une région où le régime à bulles est clairement formé.

Wu et al. [WC03] étudient l'écoulement d'eau en ébullition forcée dans des microcanaux trapézoïdaux disposés en parallèle (l'auteur ne précise pas le nombre). Les deux séries de microcanaux testés ont des diamètres hydrauliques respectifs de $158,8\mu\text{m}$ et de $82,8\mu\text{m}$. Les sections d'essais sont usinées par photolithographie dans du silicium puis recouvertes d'une pellicule de verre pour assurer la visualisation. L'eau, déionisée et dégazée, est stockée dans un réservoir et mise sous pression par de l'azote pour assurer l'écoulement. Un film chauffant, placé sur la face inférieure du microcanal, apporte le flux thermique nécessaire au changement de phase. Le système de mesure est composé de sept thermocouples (cinq d'entre eux sont disposés le long du microcanal), de deux capteurs de pression (situées en entrée et en sortie du capillaire), et d'un débitmètre massique. En parallèle des mesures de tem-

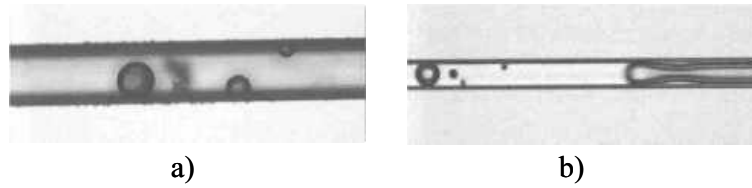


FIG. 1.9 – *Changement de phase dans des microcapillaires a) Capillaire de diamètre hydraulique $113\mu\text{m}$: Régime à bulles b) Capillaire de diamètre hydraulique $44\mu\text{m}$: Une ou deux bulles forment immédiatement un bouchon [ZKJ01]*

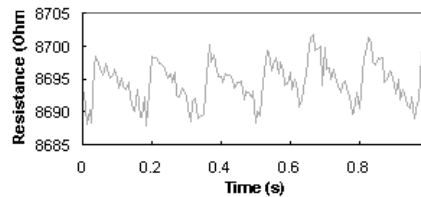


FIG. 1.10 – *Mesure des fluctuations de pression à l'entrée du capillaire de diamètre hydraulique $113\mu\text{m}$ (Calibration : $1\Omega = 6,895\text{kPa}$) [ZKJ01]*

pérature, de pression, et de débit massique, l'écoulement est visualisé à mi-parcours au moyen d'une caméra ultra rapide, montée sur un microscope. Les visualisations révèlent une alternance temporelle de la phase liquide seule et du mélange diphasique liquide-vapeur. La figure (1.11a) présente les variations de température, associées à l'ébullition périodique, dans les capillaires de diamètre hydraulique $82,8\mu\text{m}$. La période de fluctuation dans ces capillaires est d'environ 141s , alors que pour les capillaires de diamètre hydraulique de $158,8\mu\text{m}$, la période est de 31s . Les températures de sous refroidissement en entrée étant les mêmes dans les deux configurations, soit 70°C , les différences peuvent provenir des différents diamètres hydrauliques, des différents flux de chaleur à la paroi et des différents débits massiques. Les périodes de fluctuation des pressions et des débits sont également de 141s (figure 1.11b et figure 1.11c). Ces fluctuations sont attribuées à une cascade de phénomènes : l'ébullition, dont le déclenchement s'amorce par la formation de bulles, crée une soudaine augmentation de pression, dans une section de la cellule d'essai. Cette augmentation locale de pression engendre une baisse du débit massique qui à son tour cause une chute de la différence de pression.

L'examen simultané des courbes de la figure (1.11) soulève toutefois une interrogation : à l'instant $t = 90\text{s}$, comment le débit massique peut-il être nul alors que la différence de pression est maximale et que le régime d'écoulement est censé être monophasique liquide? Aucune explication n'est fournie à ce sujet dans la publication.

Brutin et al. [BTT03] ont élaboré un dispositif expérimental permettant de visualiser et d'analyser les instabilités d'un écoulement diphasique en ébullition convective, dans des capillaires rectangulaires de diamètre hydraulique $889\mu\text{m}$ et de longueur 200mm .

La figure (1.12) présente les fluctuations de pression liées à une ébullition instationnaire. Au point A, des bulles se forment à un taux de croissance tel, qu'elles coalescent en bouchons de vapeur dont la présence génère une surpression qui diminue le débit d'ébullition en amont. Des bulles de vapeur grossissant avant le bouchon ralentissent puis s'arrêtent (point B) jusqu'à ce qu'elles occupent toute la section du tube. La vapeur créée par l'expansion de ces bulles doit être évacuée mais en aval, des bouchons bloquent l'écoulement. La formation continue de vapeur refoule vers l'amont le fluide arrivant (point C), jusqu'à ce que la vapeur occupe la totalité du capillaire (point D). La température de surface augmente car le flux de chaleur fourni n'est plus évacué par ébullition. Lorsque la pression en entrée atteint de nouveau une valeur suffisante, le bouchon de vapeur qui occupait l'ensemble du capillaire

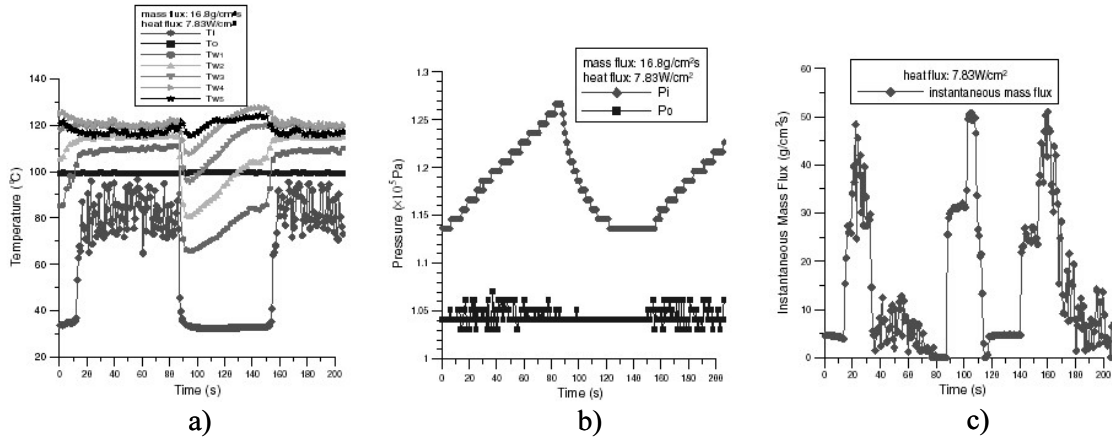


FIG. 1.11 – Mesure des fluctuations de température a), de pression b) et de débit c) dans les capillaires de diamètre hydraulique $82,8\mu m$ [WC03]

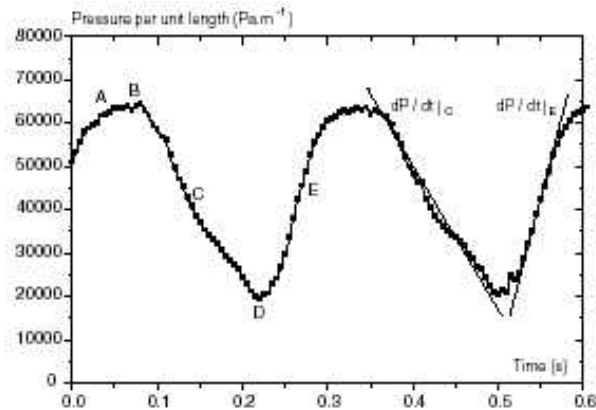


FIG. 1.12 – Mesure des fluctuations de pression en sortie de capillaire $Q_m = 240kg.m^{-2}.s^{-1}$, $\varphi_p = 9,6.104W.m^{-2}$ [BTT03]

est expulsé et remplacé par du liquide (point E). En raison d'une température de surface élevée, des bulles sont rapidement formées (point A) et le processus se répète.

Qu et al. [QM03] mesurent expérimentalement les oscillations de pression causées par l'ébullition convective dans un échangeur à eau composé de 21 microcanaux rectangulaires disposés en parallèle. Le diamètre hydraulique de chaque microcanal est de $697\mu\text{m}$ et la longueur de la cellule est de $44,8\text{mm}$. L'analyse des variations de pression, figure (1.13), indique une période d'oscillation d'environ huit secondes.

A l'issue de ce paragraphe, une sorte de généralisation pourrait conduire à la conclusion suivante : dans les microcanaux disposés en parallèle, les périodes d'oscillation de pression sont l'ordre de la dizaine de seconde, et dans un microcanal unique, la période d'oscillation est de l'ordre du dixième de seconde.

Les amplitudes des oscillations sont comprises entre $0,01$ et $0,1\text{MPa}$.

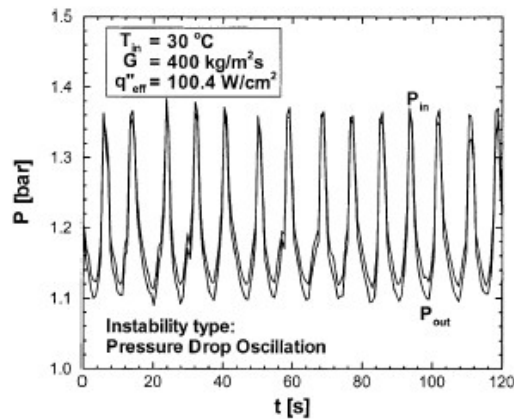


FIG. 1.13 – Mesure des fluctuations de pression associées à l'ébullition convective, à l'entrée et à la sortie d'un échangeur à eau composé de 21 microcanaux rectangulaires disposés en parallèle [QM03]

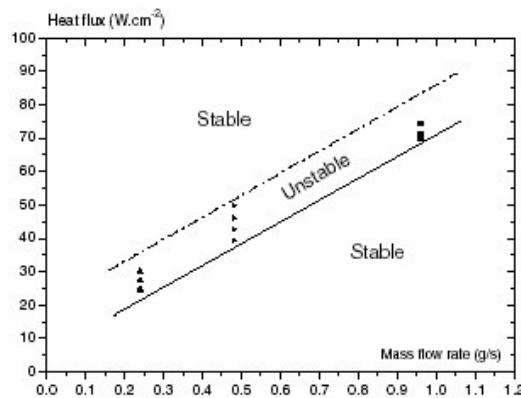


FIG. 1.14 – Stabilité de l'écoulement diphasique dans un minicanal, de $0,5 \times 4 \times 50\text{mm}$, chauffé à la paroi [BTT03]

D'après Brutin et al. [BTT03] et Zhang [ZKJ01] plusieurs facteurs conditionnent l'existence de ces fluctuations de pression : la présence d'un régime à bulles stable, le flux de chaleur à la paroi, le débit massique et le diamètre du capillaire. La figure (1.14) illustre la dépendance de la stabilité du régime à partir du couple flux de chaleur à la paroi - débit massique. La zone instable est identifiée par des amplitudes de fluctuation de pression inférieures à 1kPa et des périodes d'oscillation inférieures à 20Hz .

Lors de l'exploitation du dispositif expérimental, le débit massique est mesuré en monophasique liquide. Pour cette raison nous avons cherché à évaluer l'influence du diamètre du capillaire sur la valeur du coefficient de frottement à la paroi.

1.4 Coefficients de frottement dans les microcanaux

Les formules (1.16) et (1.17) permettent le calcul du débit volumique Q_{vol} et du coefficient de perte de charge linéaire f , d'un écoulement laminaire isotherme de fluide incompressible dans des capillaires cylindriques.

$$Q_{vol} = \frac{\pi (\delta P)_\ell a^4}{8L\mu_\ell} \quad (1.16)$$

$$f = \frac{64}{Re} \quad (1.17)$$

Ces formules sont valables dans la mesure où la longueur d'établissement est supposée négligeable.

Mala et al. [ML99] ont mesuré la différence de pression et le débit d'un écoulement d'eau dans des microtubes cylindriques, de diamètres intérieurs compris entre $50\mu m$ et $254\mu m$. Deux matériaux ont été utilisés : l'acier inoxydable (SS) et le verre (FS). Comme l'indique la figure (1.15), dans la gamme étudiée, $Re \in [0; 2000]$, le coefficient de frottement déduit des mesures est toujours supérieur au coefficient théorique de Hagen-Poiseuille (1.17). Cet écart s'accroît avec une augmentation du nombre de Reynolds ou une diminution du diamètre du capillaire. L'augmentation de la valeur de f par rapport à la théorie "macroscopique" est attribuée à une transition prématurée du régime laminaire au régime turbulent, ou à l'influence de la rugosité de surface. Par conséquent, à Q_{vol} donné, la théorie sous-évalue la différence de pression $(\delta P)_\ell$ à imposer pour forcer le fluide à s'écouler dans un microcanal. Qu et al. [QML00] constatent des phénomènes identiques dans des capillaires en silicium de section trapézoïdale, dans une gamme de diamètres hydrauliques allant de $51\mu m$ à $169\mu m$.

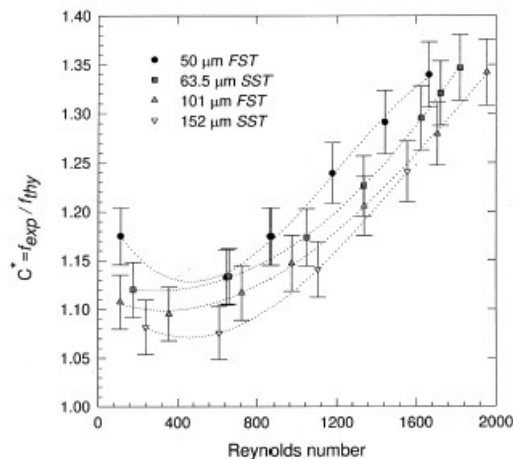


FIG. 1.15 – Comparaison théorie-expérimental du coefficient de frottement f en fonction du nombre de Reynolds Re [ML99]

Papautsky et al. [PBAF99] étudient l'écoulement d'eau dans des capillaires métalliques à section rectangulaire, de diamètre hydraulique $114,3\mu m$. Dans la gamme $Re \in [1; 20]$, le rapport entre les coefficients expérimentaux et théoriques vaut approximativement 1,12.

Kawahara et al. [KCK02] évaluent le coefficient de frottement pour de l'eau déionisée circulant dans des capillaires en verre de diamètre intérieur $100\mu m$ et de longueur $64,5mm$. Ils obtiennent une valeur moyenne expérimentale pour f de $60,3/Re$, soit 6% inférieure à celle donnée par la théorie.

Au terme de ce paragraphe, il est difficile de conclure à propos de la véritable influence du changement d'échelle sur la valeur du coefficient de frottement monophasique liquide f .

1.5 Conclusion

A travers cette étude bibliographique, nous dégagons un aspect modélisation et un aspect expérimentation des écoulements avec changement de phase liquide-vapeur à l'échelle micrométrique.

D'un point de vue modélisation des écoulements, les scientifiques simulent la croissance de bulles de vapeur dans un écoulement cisailé, mais l'influence de la présence d'une paroi de confinement n'est pas prise en compte. Les modèles globaux d'écoulement se prêtent bien à la description du changement de phase liquide-vapeur de fluides réfrigérants circulant des capillaires adiabatiques, sous l'effet d'une chute de pression. Cependant, ces modèles semblent limités par la taille caractéristique du diamètre hydraulique, qui dans le plus petit des cas observés est de $0,6mm$.

Concernant l'aspect expérimental, nous constatons dans un premier temps qu'un diamètre intérieur de $20\mu m$ constitue une limite de fabrication pour les capillaires en verre. Quant aux techniques de mesure employées, la visualisation à grande vitesse est couplée à des mesures de pression et de température. Pour les capillaires de diamètre intérieur inférieur à $50\mu m$, les capteurs de pression et de température sont placés aux extrémités de l'écoulement. La mesure de débit semble être un obstacle majeur. En effet, le débit n'est mesuré que dans une étude où le diamètre hydraulique des conduits est supérieur à $80\mu m$. Les autres auteurs travaillent à débit imposé, au moyen d'une pompe péristaltique par exemple.

Dans un deuxième temps, il apparaît que la réduction du diamètre des capillaires se traduit par une augmentation de la surchauffe à appliquer au fluide pour initier la nucléation hétérogène. Le temps caractéristique de croissance des bulles de nucléation est petit devant le temps caractéristique de passage d'une particule fluide. Les bulles obstruent alors temporairement la section du conduit ce qui se traduit par des instabilités de pression en amont et en aval de l'écoulement, dont l'amplitude est de l'ordre de $0,01$ à $0,1MPa$. En parallèle, l'influence de l'ébullition sur le débit n'est pas clairement établie.

Il est à noter que les instabilités de pression ne sont observées que dans des capillaires où l'ébullition résulte d'un apport de chaleur. La phénoménologie de changement de phase est donc différente de la notre, ce qui ne permet pas de dégager des éléments de comparaison pour la suite de l'étude.

Chapitre 2

Analyse phénoménologique

2.1 Définition et principes

L'analyse phénoménologique [DM96] est une technique rationnelle qui se fonde sur les équations générales de la discipline où elle s'exerce. Elle a pour objet de déterminer, dans une situation physique complexe, les phénomènes qui jouent un rôle prépondérant dans l'évolution de cette situation. Les autres phénomènes susceptibles d'intervenir sont qualifiés de négligeables devant les premiers. Dans ce qui suit, le substantif "phénomène" désigne de façon générique un ou plusieurs termes des équations ou des conditions aux limites. En particulier, les phénomènes négligeables se traduisent dans les équations par des termes qui peuvent en première approximation être supprimés.

Une telle démarche nécessite donc une bonne compréhension des causes des phénomènes étudiés et des conséquences, à savoir les phénomènes eux-mêmes, permettant de différencier ainsi ce qui fondamental de ce qui est accessoire. Elle débouche donc aussi bien sur le dimensionnement d'une installation expérimentale ou industrielle, que sur l'élaboration de modèles théoriques approchés conduisant à des équations plus faciles à intégrer.

En analyse phénoménologique, l'objectif n'est pas de rechercher une solution analytique ou numérique, mais seulement l'ordre de grandeur de la solution.

D'une façon générale, une situation précise, aussi complexe soit-elle, comporte suffisamment de données N (par exemple) pour pouvoir déterminer les ordres de grandeur de tout ce qui est inconnu. Ceci revient implicitement à admettre que le problème est bien posé, et qu'il admet une solution et une seule. Pratiquement, on constate qu'il faudrait un miracle pour que les N données imposées aient pour conséquence une égale importance de tous les phénomènes physiques mis en jeu. En revanche, lors de la conception d'une installation, il existe un certain nombre $n < N$ de données non figées. Il est possible de les choisir dans des gammes de valeurs assez étendues : on dit que ce sont des données "libres". Alors, le principe dit de "moindre dégénérescence" permet de déterminer les valeurs critiques des données libres pour qu'il n'y ait aucune simplification, ce qui correspond à la situation permettant d'observer simultanément le maximum de phénomènes. Ces valeurs critiques dépendent des $(N - n)$ données restantes.

La comparaison entre les valeurs possibles des données libres et leur valeur critique permet d'effectuer un classement de toutes les simplifications possibles et de préciser les conditions que doivent vérifier les données pour qu'un type d'approximation ait lieu.

L'analyse phénoménologique est la méthode qui va être mise en application pour étudier les écoulements de fuite dans les joints d'étanchéité statique.

2.2 Les écoulements de fuite

2.2.1 Géométrie de l'écoulement

L'objet de ce travail est de comprendre la phénoménologie du changement de phase liquide-vapeur à l'échelle micrométrique. Afin de se libérer de complexités analytiques qui pourraient masquer les mécanismes fondamentaux en alourdissant inutilement la description, on se donne un chemin de fuite de section constante. Le chemin de fuite est donc volontairement ramené à un capillaire lisse de section droite circulaire, dont le diamètre intérieur est de l'ordre de quelques micromètres. Le rapport entre le rayon a et la longueur L du capillaire est introduit sous la forme d'un paramètre géométrique ε , sans dimension, très petit devant l'unité.

La formulation, adaptée à l'étude expérimentale, est effectuée pour un tube rectiligne, mais elle constitue une bonne approximation des situations pour lesquelles la ligne centrale du conduit est une courbe gauche dont les rayons de courbure sont de l'ordre de L . C'est l'approximation de la ligne tangente ou écoulement par tranches.

Un capillaire représentatif de l'étude expérimentale a pour dimensions : $L = 0,3m$, $a = 10\mu m$ et $R = 2,25mm$.

Les petits paramètres associés à ces dimensions sont :

- $\varepsilon = \frac{a}{L} \approx 3,33 \cdot 10^{-5}$
- $\varepsilon^2 \approx 1,1 \cdot 10^{-9}$
- $\eta = \frac{a}{R} \approx 4,44 \cdot 10^{-3}$
- $\frac{\varepsilon^2}{\eta^2} \approx 5,6 \cdot 10^{-5}$

2.2.2 Les données physiques

Les conditions thermodynamiques

Aux extrémités du capillaire, une différence de pression $P_e - P_s$ est imposée. La pression d'entrée P_e est supérieure à la pression de vapeur saturante $P_{sat}(T_0)$ du fluide. La pression de sortie P_s est inférieure à $P_{sat}(T_0)$. De la sorte, les conditions thermodynamiques à l'entrée et à la sortie du capillaire correspondent respectivement à la phase liquide et à la phase vapeur. Le changement de phase se produit donc sous l'effet d'une diminution de la pression locale le long du capillaire et non par un apport de chaleur en paroi, comme c'est souvent le cas dans les autres études.

Les fluides

Initialement, aucun fluide n'a été spécifié. Cependant, les calculs analytiques traités par la suite utilisent principalement les propriétés physiques et thermodynamiques d'un réfrigérant, le *R134a* mais également celles de l'hydrogène.

Le choix du *R134a* comme fluide d'étude est justifié dans le chapitre expérimental. Les propriétés thermodynamiques du *R134a* sont répertoriées en annexe A. Les valeurs numériques des principales propriétés du *R134a* et de l'hydrogène sont mentionnées dans le tableau (2.1).

Les matériaux

Comme pour le fluide, aucun matériau n'a été spécifié afin que l'étude soit utilisable dans le plus grand nombre d'applications possibles.

Les échelles

La première étape de l'analyse phénoménologique est l'introduction d'échelles de variation associées aux différentes grandeurs du problème. Ces échelles permettent d'adimensionner les équations avant de procéder à l'identification des phénomènes dominants.

	<i>R134a</i>	<i>H₂</i>
$T_0(K)$	293,15	30,6
$P_{sat}(MPa)$	0,571	0,9
$\rho_\ell (kg.m^{-3})$	1226	52
$\rho_v (kg.m^{-3})$	27,9	12,26
$\mu_\ell (Pa.s)$	$2,16.10^{-4}$	6.10^{-6}
$\mu_v (Pa.s)$	$1,16.10^{-5}$	$1,95.10^{-6}$
$h_{\ell v} (kJ.kg^{-1})$	181	269
$k_\ell (W.m^{-1}.K^{-1})$	$8,33.10^{-2}$	9.10^{-2}
$c_{p\ell} (J.kg^{-1}.K^{-1})$	1405	31846
$\gamma_{\ell v} (N.m^{-1})$	$8,631.10^{-3}$	$3,56.10^{-4}$
Pr_ℓ	3,5	2,12

TAB. 2.1 – Principales propriétés du *R134a* et de l'*hydrogène*

Afin d'éviter les répétitions, l'ensemble des échelles utilisées dans ce chapitre sont définies ci-dessous :

- coordonnée axiale : $z = L\bar{z}_\ell$
- position de l'interface : $z_i = L\bar{z}_i$
- coordonnée radiale : $r = a\bar{r}$ où $a = \varepsilon L$ et $\varepsilon \ll 1$
- temps : $t = \tau\bar{t}$
- pression dans la phase liquide : $P_\ell = P_e - (\delta P)_\ell \bar{P}_\ell$
- pression dans la phase vapeur : $P_v = P_s + (\delta P)_v \bar{P}_v$
- échelles de vitesse dans la phase liquide : $u_z = U_{z0} \bar{u}_z$ et $u_r = U_{r0} \bar{u}_r$
- échelles de vitesse dans la phase vapeur : $v_z = V_{z0} \bar{v}_z$ et $v_r = V_{r0} \bar{v}_r$
- température dans le phase vapeur : $T_v = T_0 + (\delta T)_v \bar{T}_v$
- température dans le phase liquide : $T_\ell = T_0 + (\delta T)_\ell \bar{T}_\ell$
- température dans le solide : $\theta_s = T_0 + (\delta\theta)\hat{\theta}_s$

Le choix des données est tel, que les couples pression-température correspondent respectivement à la phase liquide à l'entrée du capillaire et à la phase vapeur à sa sortie. Une solution stationnaire, s'il en existe une, se présente sous la forme d'un front stationnaire de vaporisation, séparant la phase liquide en amont de la phase vapeur en aval.

2.3 Front stationnaire de changement de phase

Intuitivement, il vient à l'esprit que le changement de phase débute au point de coordonnée où la pression devient inférieure ou égale à la pression de saturation $P_{sat}(T_0)$. En aval de ce point singulier, il est possible d'envisager, compte tenu de l'ordre de grandeur de la section des conduits, que la totalité du liquide s'est vaporisée. Le changement de phase se produit alors sur un front stationnaire qui marque la limite entre un écoulement monophasique de liquide en amont et un écoulement monophasique de vapeur en aval. La position du front dans le capillaire est inconnue, ainsi que les échelles de vitesse et de température de chaque phase. Les pressions de part et d'autre de l'interface sont notées $P_{\ell i}$ et $P_{v i}$.

Pour effectuer l'analyse phénoménologique de ce problème, il est nécessaire d'insérer les échelles définies précédemment dans les équations afin d'établir une classification des situations possibles.

2.3.1 Equations dynamiques dans la phase liquide

L'écoulement est axisymétrique d'axe z et la direction radiale est notée r . Les équations de Navier-Stokes, en incompressible, sont écrites sous forme adimensionnelle en y introduisant les échelles spécifiées précédemment.

En amont du front de vaporisation, l'écoulement est monophasique liquide. Aux bornes de ce domaine, de longueur z_i , la différence de pression est $(\delta P)_\ell = P_e - P_{\ell_i}$, où z_i et $(\delta P)_\ell$ ne sont pas connues.

L'échelle de variation de la pression au sein de la phase liquide est choisie telle que: $(\delta P)_\ell = (\delta P)_{SR} = P_e - P_{sat}(T_0)$, où l'indice SR signifie sous-refroidissement.

A volume donné, sur le diagramme pression-température d'un constituant, la phase liquide et la phase vapeur sont séparées par la courbe de saturation (figure 1.2). Sur ce diagramme, le sous refroidissement correspond à une détente isotherme ou à une augmentation isobare de la température du liquide, pour que celui atteigne la courbe de saturation liquide-vapeur. Une notion thermodynamique similaire est la surchauffe d'un liquide. Elle correspond cette fois à un état thermodynamique métastable du liquide: sur le diagramme pression-température, l'intersection entre ses valeurs locales de pression et de température se trouve en dessous de la courbe de saturation.

L'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{U_{z_0}}{L} \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \bar{z}_\ell} + \frac{U_{r_0}}{a} \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} (\bar{r} \bar{u}_r) = 0 \quad (2.1)$$

Attendu que les échelles de vitesse U_{z_0} et U_{r_0} sont inconnues, il est interdit de choisir des échelles qui entraînent la disparition d'un terme, car cela conduit à une simplification non justifiée. C'est le principe de moindre dégénérescence (PMD) encore appelé principe de non simplification abusive (PNSA). Le maximum de termes devant être conservé dans (2.1), il est impératif de choisir: $U_{r_0} = \varepsilon U_{z_0}$. En reportant ces valeurs dans les composantes radiales et axiales de quantité de mouvement, en supposant la viscosité constante, il vient :

$$\frac{L}{\tau U_{z_0}} \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial \bar{t}} + \bar{u}_r \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial \bar{r}} + \bar{u}_z \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial \bar{z}_\ell} = \frac{gL}{\varepsilon U_{z_0}^2} \mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_r + \frac{(\delta P)_{SR}}{\rho_\ell U_{z_0} \varepsilon^2} \frac{\partial \bar{P}_\ell}{\partial \bar{r}} + \frac{\mu_\ell L}{\rho_\ell a^2 U_{z_0}} \left[\frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left[\frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} (\bar{r} \bar{u}_r) \right] + \varepsilon^2 \frac{\partial^2 \bar{u}_r}{\partial \bar{z}_\ell^2} \right] \quad (2.2)$$

$$\frac{L}{\tau U_{z_0}} \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \bar{t}} + \bar{u}_r \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \bar{r}} + \bar{u}_z \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \bar{z}_\ell} = \frac{gL}{U_{z_0}^2} \mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_z + \frac{(\delta P)_{SR}}{\rho_\ell U_{z_0}} \frac{\partial \bar{P}_\ell}{\partial \bar{z}_\ell} + \frac{\mu_\ell L}{\rho_\ell a^2 U_{z_0}} \left[\frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \bar{r}} \right) + \varepsilon^2 \frac{\partial^2 \bar{u}_z}{\partial \bar{z}_\ell^2} \right] \quad (2.3)$$

Dans ces deux équations, les termes petits devant l'unité sont négligés: seuls les termes dominants sont retenus. La composante instationnaire de l'écoulement est représentée par le terme d'ordre $\frac{L}{\tau U_{z_0}}$, les composantes dynamiques sont d'ordre unité et les composantes visqueuses sont d'ordre $\frac{\mu_\ell L}{\rho_\ell a^2 U_{z_0}}$.

Compte tenu des connaissances actuelles, il est établi que les écoulements de fuite dans un joint sont dominés par la viscosité. Pour se placer dans cette situation, il faut chercher les conditions à respecter sur les données afin que

$$\frac{\mu_\ell L}{\rho_\ell a^2 U_{z_0}} \gg 1 \quad (2.4)$$

L'application du PNSA dans (2.2) et (2.3) donne $U_{z_0} = \frac{a^2 (\delta P)_{SR}}{\varepsilon^2 L \mu_\ell}$ et $U_{z_0} = \frac{a^2 (\delta P)_{SR}}{L \mu_\ell}$. Ces deux valeurs de U_{z_0} sont ensuite reportées dans (2.4) et conduisent respectivement à $(\delta P)_{SR} \ll \frac{\mu_\ell^2 L^2}{\rho_\ell a^4 \varepsilon^2}$ et $(\delta P)_{SR} \ll \frac{\mu_\ell^2 L^2}{\rho_\ell a^4}$. La seule valeur de $(\delta P)_{SR}$ à vérifier la condition (2.4) est la seconde car la première engendre la disparition du terme moteur $\frac{\partial \bar{P}_\ell}{\partial \bar{z}_\ell}$ cause de l'écoulement. La gravité est une seconde cause possible de l'écoulement. La comparaison entre les phénomènes de gravité et de différence de pression aux bornes du domaine se fait par l'intermédiaire du rapport $(\delta P)_{SR} / (\rho_\ell g L)$ dans le cas où $\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_z$ est non nul.

Par la suite, on se limite aux situations où la différence de pression est le phénomène dominant. Si l'écoulement est dominé par les phénomènes de viscosité, l'ordre de grandeur des vitesses est donné par $U_{z_0} = \frac{a^2(\delta P)_{SR}}{L\mu_\ell}$, avec la condition $(\delta P)_{SR} \ll \frac{\mu_\ell^2 L^2}{\rho_\ell a^4}$, ou encore si $\frac{\rho_\ell a^4 (\delta P)_{SR}}{\mu_\ell^2 L^2} \ll 1$. A partir de l'échelle de vitesse, il est défini :

- le temps caractéristique τ_p de parcours d'une particule, avec $\tau_p = \frac{L}{U_{z_0}}$
- le temps τ_m d'établissement de l'écoulement, avec $\tau_m = \frac{\rho_\ell a^2}{\mu_\ell}$, tiré de (2.3) par PNSA

Pour un tel problème, le nombre de Reynolds construit sur le diamètre n'a aucune signification. En effet, la vitesse n'est pas une donnée, et il y a plusieurs longueurs caractéristiques possibles, à savoir a et L . Au regard de (2.4), le nombre qui compare les effets visqueux et les effets dynamiques fait intervenir simultanément ces deux échelles. Le nombre sans dimension significatif est un nombre de Reynolds (construit sur le diamètre) modifié :

$$\mathcal{Re}_{\ell*} = \frac{\rho_\ell a^4 (\delta P)_{SR}}{\mu_\ell^2 L^2} = \mathcal{Re}_{\ell} \varepsilon \quad (2.5)$$

La nouvelle condition à respecter afin de vérifier (2.4) s'écrit $\mathcal{Re}_{\ell*} \ll 1$. Cette situation permet de se limiter à un problème stationnaire, car le temps caractéristique des phénomènes transitoires τ_m , ou temps de mise en mouvement du liquide est donné par : $\tau_m = \mathcal{Re}_{\ell*} \tau_p$.

Le problème fait donc intervenir deux petits paramètres $\varepsilon = \frac{a}{L}$ et $\mathcal{Re}_{\ell*}$. En ne retenant que les termes dominants dans les équations de continuité et de conservation de la quantité de mouvement, lorsque ε et $\mathcal{Re}_{\ell*}$ tendent vers zéro, il vient :

$$\frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \bar{z}_\ell} + \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} (\bar{r} \bar{u}_r) = 0 \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial \bar{P}_\ell}{\partial \bar{r}} = 0 \text{ d'où } \bar{P}_\ell = f(\bar{z}_\ell) \quad (2.7)$$

$$\frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \bar{r}} \right) = - \frac{d\bar{P}_\ell}{d\bar{z}_\ell} \quad (2.8)$$

avec les conditions aux limites :

$$\begin{cases} \text{en } \bar{z}_\ell = 0 & : \bar{P}_\ell = 0 \\ \text{en } \bar{r} = 1 & : \bar{u}_z = \bar{u}_r = 0 \end{cases}$$

L'équation (2.8) s'intègre immédiatement, car \bar{P}_ℓ ne dépend pas de \bar{r} . En tenant compte de la condition d'adhérence, les seules solutions bornées en $\bar{r} = 0$ sont :

$$\bar{u}_z = \frac{1}{4} \frac{d\bar{P}_\ell}{d\bar{z}_\ell} (1 - \bar{r}^2) \quad (2.9)$$

La solution obtenue est bien évidemment la solution de Poiseuille. L'expression de \bar{u}_z est ensuite reportée dans (2.6), qui s'intègre pour donner :

$$\bar{u}_r = 0 \quad (2.10)$$

Dans cette portion de l'écoulement, la masse volumique du fluide est supposée constante. Le débit massique a pour expression :

$$Q_{m_\ell} = \pi \rho_\ell a^2 U_{z_0} \bar{Q}_{m_\ell} \quad \text{avec} \quad \bar{Q}_{m_\ell} = 2 \int_0^1 \bar{u}_z \bar{r} d\bar{r} \quad (2.11)$$

soit après intégration : $\bar{Q}_{m_\ell} = \frac{1}{8} \frac{d\bar{P}_\ell}{d\bar{z}_\ell}$.

La conservation du débit massique implique que la pression dans la phase liquide varie linéairement avec \bar{z}_ℓ car $\frac{d\bar{P}_\ell}{d\bar{z}_\ell} = cste$. On exprime \bar{P}_ℓ , telle que :

$$\bar{P}_\ell = 8\bar{Q}_{m_\ell}\bar{z}_\ell \quad (2.12)$$

La vitesse moyenne ou vitesse débitante, donnée par

$$\bar{u}_{z_{moy}} = \frac{1}{\pi} \int_0^1 2\pi\bar{r}\bar{u}_z d\bar{r} = \frac{1}{8} \frac{d\bar{P}_\ell}{d\bar{z}_\ell} = cste \quad (2.13)$$

est la vitesse significative de l'écoulement. Par conséquent, si l'analyse phénoménologique se veut raffinée, le coefficient $\frac{1}{8}$ doit être appliqué au coefficient $\mathcal{Re}_{\ell*}$. La condition à vérifier pour que l'écoulement soit dominé par la viscosité est donc :

$$\mathcal{Re}_{\ell*} = \frac{\rho_\ell a^4 (\delta P)_{SR}}{8\mu_\ell^2 L^2} \quad (2.14)$$

Les ordres de grandeur de vitesse et de débit massique dans la phase liquide sont donnés par

$$U_{z_0} = \frac{a^2 (\delta P)_{SR}}{8L\mu_\ell} \quad \text{et} \quad Q_{m_{\ell 0}} = \frac{\pi\rho_\ell a^4 (\delta P)_{SR}}{8\mu_\ell L} \quad (2.15)$$

Compte tenu de ces nouvelles échelles, les écritures adimensionnées de la vitesse axiale et du débit massique sont :

$$\bar{u}_z = 2\bar{Q}_{m_\ell} (1 - \bar{r}^2) \quad (2.16)$$

$$\bar{u}_{z_{moy}} = \frac{d\bar{P}_\ell}{d\bar{z}_\ell} \quad (2.17)$$

$$\bar{Q}_{m_\ell} = \frac{d\bar{P}_\ell}{d\bar{z}_\ell} \quad (2.18)$$

Par la suite, la vitesse débitante $\bar{u}_{z_{moy}}$ est notée \bar{u}_ℓ .

Des valeurs numériques des échelles et des nombres sans dimension, représentatifs du problème dynamique dans la phase liquide (cf. R134 tableau 2.1), sont données ci-dessous pour $(\delta P)_{SR} = 10^5 Pa$:

- $U_{z_0} \approx 19,2 mm.s^{-1}$;
- $Q_{m_{\ell 0}} \approx 7,4.10^{-9} kg.s^{-1}$;
- $\mathcal{Re}_{\ell*} \approx 3,64.10^{-5}$ (vérifie la condition $\mathcal{Re}_{\ell*} \ll 1$);
- $\mathcal{Re}_\ell \approx 1,1$

2.3.2 Equations dynamiques dans la phase vapeur

Dans cette portion de l'écoulement, il faut prendre en compte la compressibilité du fluide. Les équations de continuité et de quantité de mouvement s'écrivent :

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + div(\rho_v \mathbf{V}) = 0 \quad (2.19)$$

$$\rho_v \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \rho_v \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} = -\vec{\nabla} P_g + \nabla [(\zeta_v + \mu_v) div \mathbf{V}] + div(\mu_v \nabla \mathbf{V}) \quad (2.20)$$

Le calcul du débit requiert la connaissance du champ de température afin de déterminer l'évolution de la masse volumique. On choisit donc une échelle de variation pour la masse volumique, telle que :

$\rho_v = \rho_{v0} + (\delta\rho)_v \bar{\rho}_v$. Dans les équations (2.19) et (2.20), les quantités ς_G et μ_G représentent les viscosités volumique et dynamique du fluide. Par hypothèse, ces coefficients sont supposés constants, et liés entre eux par la relation de Stokes : $3\varsigma_v + 2\mu_v = 0$. Les échelles de vitesse sont déterminées dans une situation d'écoulement stationnaire dominé par la viscosité, en posant $(\delta P)_v = P_{sat}(T_0) - P_s$. La condition à vérifier sur les données pour que ce choix soit réalisé s'écrit :

$$\mathcal{R}e_{v*} = \frac{(\delta\rho)_v a^4 (\delta P)_v}{8\mu_v^2 L^2} \ll 1 \quad (2.21)$$

Le temps caractéristique de passage d'une particule est $\tau_p = \frac{L}{V_{z0}}$.

Les échelles de vitesse sont $V_{z0} = \frac{V_{r0}}{\varepsilon} = \frac{a^2(\delta P)_v}{8L\mu_v}$ et le profil des vitesses dans une section est parabolique.

En admettant que la masse volumique et la température sont constants dans une section, la conservation du débit massique, pour un gaz parfait à chaleurs spécifiques constantes, s'écrit sous forme adimensionnée :

$$\bar{Q}_{m_v} = -\bar{\rho}_v \frac{d\bar{P}_v}{d\bar{z}_v} = cste \quad (2.22)$$

En choisissant une loi d'état pour $\bar{\rho}_v(\bar{z})$, et en connaissant la répartition de température, il est possible d'intégrer (2.22) avec les conditions : $\bar{P}_v(\bar{z} = 1) = 0$ et $\bar{P}_v(\bar{z} = \bar{z}_i) = \frac{P_{v_i} - P_s}{(\delta P)_v}$ où $P_{v_i} = P_{sat}(T_i)$.

2.3.3 Bilan d'énergie dans la phase liquide

L'écoulement est stationnaire et le fluide est incompressible. Seule la composante axiale de vitesse u_z est non nulle, avec $\frac{\partial u_z}{\partial z} = 0$. On se place dans le cas particulier où les propriétés physiques $\rho_\ell, c_{p_\ell}, k_\ell, \mu_\ell$ sont indépendantes des variations de température. L'équation de la chaleur se réduit à :

$$c_{p_\ell} u_z \frac{\partial T_\ell}{\partial z} - \frac{k_\ell}{\rho_\ell} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_\ell}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T_\ell}{\partial z^2} \right] = \frac{\mu_\ell}{\rho_\ell} \left(\frac{\partial u_z}{\partial r} \right)^2 \quad (2.23)$$

2.3.4 Conditions interfaciales

Conservation du débit et de la quantité de mouvement

Soit une interface i , séparant deux phases 1 et 2. Conformément à Delhaye [Del73], sur une interface ne possédant pas de masse superficielle, où le gradient de tension superficielle est nul, les bilans de masse et de quantité de mouvement s'écrivent respectivement :

$$\sum_{k=1}^2 \dot{m}_k = 0 \quad (2.24)$$

$$\sum_{k=1}^2 \left(\dot{m}_k \mathbf{V}_k - \underline{\underline{\Sigma}}_k \cdot \mathbf{n}_k \right) - (\nabla_s \cdot \mathbf{n}) \gamma_{\ell v} \mathbf{n} + \nabla_s \gamma_{\ell v} = 0 \quad (2.25)$$

$$\text{où } \begin{cases} k & = 1(\ell), 2(v) \\ \dot{m}_k & = \rho_k (\mathbf{V}_k - \mathbf{V}_i) \cdot \mathbf{n}_k \\ \underline{\underline{\Sigma}}_k & = -P_k \underline{\underline{1}} + \underline{\underline{T}}_k \\ \underline{\underline{T}}_k & = \varsigma_k \text{div } \mathbf{V}_k + 2\mu_k \underline{\underline{D}} \\ \underline{\underline{D}} & = (\nabla \mathbf{V}_k + \nabla^t \mathbf{V}_k) \end{cases}$$

On note \mathbf{n}_k les vecteurs unitaires normaux à l'interface en tout point, $(\nabla_s \cdot \mathbf{n}) \gamma_{\ell v} \mathbf{n}$ la divergence de tension de surface, $\nabla_s \gamma_{\ell v}$ le gradient de tension de surface et $\nabla_s \cdot \mathbf{n}$ est égal à deux fois la courbure

moyenne au point considéré. Le PNSA est appliqué à l'équation (2.24) après y avoir inséré les échelles de vitesse obtenues aux paragraphes précédents. La vitesse du front de changement de phase est nulle, car il est stationnaire. Il vient en conséquence une relation entre les échelles de vitesse de chaque phase :

$$\rho_\ell U_{z_0} = \rho_v V_{z_0} \quad (2.26)$$

$$\text{avec : } V_{z_0} = \frac{a^2(\delta P)_v}{8L\mu_v} \quad \text{et} \quad U_{z_0} = \frac{a^2(\delta P)_{SR}}{8L\mu_\ell}$$

Dans (2.25), on suppose la tension superficielle constante et on choisit a comme échelle caractéristique pour la courbure moyenne de l'interface. L'ordre de grandeur du saut de pression à l'interface $(\delta P)_i = P_{\ell_i} - P_{v_i}$ est déterminé en appliquant le PNSA à (2.25) qui est adimensionnée par le gradient de pression total de l'écoulement $(\delta P) = P_e - P_s$:

$$\underbrace{\frac{(\delta P)_i}{(\delta P)}}_{(1)} \cdot \mathbf{n}_\ell - \underbrace{\frac{\rho_\ell^2 a^4 (\delta P)_{SR}^2}{\rho_v L^2 \mu_\ell^2 (\delta P)}}_{(2)} \bar{\mathbf{V}}_\ell \cdot \mathbf{n}_\ell \left[\bar{\mathbf{V}}_v - \frac{\rho_v}{\rho_\ell} \bar{\mathbf{V}}_\ell \right] - \underbrace{\frac{(\delta P)_{SR} a}{(\delta P) L}}_{(3)} \left[\underline{\underline{\mathcal{T}}}_\ell - \frac{\mu_v \rho_\ell}{\mu_\ell \rho_v} \underline{\underline{\mathcal{T}}}_v \right] \cdot \mathbf{n}_\ell + \underbrace{\frac{2\gamma\ell_v}{a(\delta P)}}_{(4)} \bar{\mathcal{C}} \mathbf{n}_\ell = 0 \quad (2.27)$$

Dans (2.27), le terme de plus haut rang parmi (2), (3) et (4) détermine l'ordre de grandeur du saut de pression à l'interface (terme (1)).

Dans les conditions expérimentales (cf. R134 tableau 2.1), avec $(\delta P) = 5.10^5 Pa$, le calcul donne : (2) $\approx 2,56.10^{-3}$, (3) $= 6,66.10^{-6}$ et (4) $\approx 3,45.10^{-3}$

En ordre de grandeur, il est donc possible de négliger la discontinuité de pression causée par la présence de l'interface et en première approximation : $P_{\ell_i} \approx P_{v_i}$

Conservation de l'énergie

L'enthalpie de vaporisation ou chaleur latente, notée $h_{\ell v} = h_v - h_\ell$, est par définition la quantité de chaleur qu'il faut fournir à l'unité de masse de liquide pour la transformer complètement en vapeur.

La composante normale de la vitesse \mathbf{V}_p d'un point P de l'interface est la vitesse de déplacement \mathbf{V}_i de l'interface, qui est ici nulle, et sa composante tangentielle \mathbf{V}_t se confond avec les composantes tangentielles des vitesses des deux phases à l'interface : $\mathbf{V}_p = (\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{n}_k) \mathbf{n}_k + \mathbf{V}_t$.

A l'interface, l'équation de l'enthalpie s'écrit :

$$\sum_{k=1}^2 \left[\dot{m}_k \left(h_k + \frac{1}{2} V_k^2 - \mathbf{V}_k \cdot \mathbf{V}_p \right) + \mathbf{q}_k \cdot \mathbf{n}_k - \left(\underline{\underline{\mathcal{T}}}_k \cdot \mathbf{n}_k \right) \cdot (\mathbf{V}_k - \mathbf{V}_p) \right] + \gamma \nabla_s \cdot \mathbf{V}_p = 0 \quad (2.28)$$

La vitesse \mathbf{V}_p est donc nulle puisque le front de changement de phase est immobile et seules les composantes axiales de vitesse u_z des deux phases sont non nulles. Le bilan enthalpique se réduit à :

$$\frac{\rho_\ell a^2 (\delta P)_{SR} h_{\ell v}}{8L\mu_\ell} \left\{ \bar{\mathbf{V}}_\ell \cdot \mathbf{n}_\ell \left[1 + \frac{\rho_\ell^2 a^4 (\delta P)_{SR}^2}{128\rho_v L^2 \mu_\ell^2 h_{\ell v}} \left(\bar{V}_v^2 - \bar{V}_\ell^2 \right) \right] + \frac{a (\delta P)_{SR}}{64L\rho_\ell h_{\ell v}} \left[\underline{\underline{\mathcal{T}}}_\ell - \frac{\mu_v \rho_\ell}{\mu_\ell \rho_v} \underline{\underline{\mathcal{T}}}_v \right] \cdot \mathbf{n}_\ell \cdot \bar{\mathbf{V}}_\ell \right\} = [\mathbf{q}_\ell - \mathbf{q}_v] \cdot \mathbf{n}_\ell = \quad (2.29)$$

Les coefficients $\frac{\rho_\ell^2 a^4 (\delta P)_{SR}^2}{128\rho_v L^2 \mu_\ell^2 h_{\ell v}}$ et $\frac{a (\delta P)_{SR}}{64L\rho_\ell h_{\ell v}}$, respectivement numérotés [1] et [2], sont comparés à l'unité afin de sélectionner le terme dominant (ou le phénomène) qui détermine l'ordre de grandeur du flux de chaleur nécessaire à la vaporisation du fluide arrivant sur l'interface.

Dans la configuration expérimental, le calcul donne : [1] $\approx 5,5.10^{-5}$ et [2] $\approx 2,3.10^{-10}$.

En première approximation, les termes [1] et [2] sont négligés et le bilan enthalpique à l'interface se résume à

$$-k_\ell \frac{\partial T_\ell}{\partial z} + k_v \frac{\partial T_v}{\partial z} = 2\rho_\ell U_{\ell_0} h_{\ell v} \left(1 - \bar{r}^2 \right) \bar{Q}_{m_\ell} \quad (2.30)$$

Le transfert de chaleur nécessaire au changement de phase se fait donc par conduction dans le liquide. Dans la mesure où le problème est stationnaire, les couches limites thermiques de conduction sont complètement développées et la profondeur de pénétration thermique dans le liquide est de l'ordre de L .

Après intégration sur une section, le bilan enthalpique (2.30) à l'interface se met sous la forme sans dimension :

$$\int_0^1 \left[-\frac{\partial \bar{T}_\ell}{\partial \bar{z}} + \frac{k_v (\delta T)_v}{k_\ell (\delta T)_\ell} \frac{\partial \bar{T}_v}{\partial \bar{z}} \right] \bar{r} d\bar{r} = \frac{Ja \mathcal{P} e_\ell}{\varepsilon^2} \bar{Q}_{m_\ell} \quad \text{avec :} \quad \frac{Ja \mathcal{P} e_\ell}{\varepsilon^2} = \frac{\rho_\ell a^2 (\delta P)_{SR} h_{\ell v}}{8 \mu_\ell k_\ell (\delta T)_\ell} \quad (2.31)$$

Par application du PNSA dans la condition de flux (2.31), les échelles $(\delta T)_\ell$ puis $(\delta T)_v$ sont exprimées en fonction des données telles que :

$$(\delta T)_\ell = \frac{\rho_\ell a^2 (\delta P)_{SR} h_{\ell v}}{8 \mu_\ell k_\ell} \quad (2.32)$$

$$(\delta T)_v = \frac{k_\ell}{k_v} (\delta T)_\ell \quad (2.33)$$

En première approximation, il est supposé que la totalité du flux de chaleur transmis par conduction dans le liquide sert au changement de phase : la perte de chaleur par conduction dans la phase vapeur est négligée et la condition de flux à l'interface s'écrit

$$\int_0^1 \bar{r} \frac{\partial \bar{T}_\ell}{\partial \bar{z}} d\bar{r} \Big|_{\bar{z}=\bar{z}_i} = -\bar{Q}_{m_\ell} \quad (2.34)$$

L'ordre de grandeur de la variation de température dans le liquide associée au changement de phase est notée $(\delta T)_{\ell_{vap}}$, avec :

$$(\delta T)_{\ell_{vap}} = \frac{\rho_\ell a^2 (\delta P)_{SR} h_{\ell v}}{8 \mu_\ell k_\ell} \quad (2.35)$$

Relation entre la pression et la température d'interface

La position, la pression et la température du front de vaporisation sont définies par z_i , P_i et T_i . Avec la relation de Clapeyron (1.5), en supposant que P_i est la pression de saturation correspondant à T_i , il vient :

$$P_{sat}(T_i) - P_{sat}(T_0) = \frac{h_{\ell v_0} \rho_{v_0}}{T_0} (T_i - T_0) \quad (2.36)$$

En utilisant les échelles de variation, la relation (2.36) prend la forme sans dimension

$$\bar{P}_i = 1 - \frac{h_{\ell v_0} \rho_{v_0} (\delta T)_\ell \bar{T}_i}{T_0 (\delta P)_{SR}} \quad (2.37)$$

Il est également possible d'écrire

$$\bar{P}_i = 1 - \frac{(\delta T)_\ell}{(\delta T)_{SR}} \bar{T}_i \quad (2.38)$$

en reliant $(\delta P)_{SR}$ et $(\delta T)_{SR}$ par la relation de Clapeyron (1.5) : $(\delta P)_{SR} = \frac{h_{\ell v_0} \rho_{v_0}}{T_0} (\delta T)_{SR}$

2.3.5 Paroi athermane

Dans cette configuration, la paroi de l'écoulement est supposée athermane, c'est à dire que le flux de chaleur à la paroi est nul. Par conséquent, la chaleur latente nécessaire au changement de phase ne peut provenir que du liquide.

On choisit $(\delta T)_{\ell_{max}} = T_0 - T_{sat}(P_s) \approx 34K$ comme échelle caractéristique de variation de la température de la phase liquide. C'est la chute de température maximale provoquée par le changement de phase où $T_{sat}(P_s)$ est la température de saturation correspondant à la pression en sortie de capillaire.

La chute de température maximale provoquée par le changement de phase correspond à la différence entre la température d'entrée du liquide T_0 et la température de saturation $T_{sat}(P_s)$ correspondant à la pression en sortie de capillaire. En effet, si la température de sortie est inférieure à $T_{sat}(P_s)$, le fluide est en phase liquide et il n'y a plus lieu d'existence d'un front de vaporisation, ce qui n'est pas le cas d'étude. Cette différence de température maximale, notée $(\delta T)_{\ell_{max}} = T_0 - T_{sat}(P_s)$ est choisie comme échelle caractéristique de variation de la température dans la phase liquide.

Dans la configuration expérimentale (cf. R134 tableau 2.1), la phase liquide fournit par conduction $\frac{k_\ell (\delta T)_{\ell_{max}}}{L} \approx 9,4 W.m^{-2}$, avec $(\delta T)_{\ell_{max}} \approx 34K$, et l'ordre de grandeur du flux de chaleur nécessaire à la vaporisation est donné par : $\frac{k_\ell (\delta T)_{\ell_{vap}}}{L} \approx 4,3.10^6 W.m^{-2}$.

A lui seul, le liquide ne constitue donc pas une source suffisante de chaleur pour permettre la vaporisation de la totalité du liquide arrivant à l'interface. Par conséquent, il n'est pas envisageable de rencontrer un front fixe de vaporisation dans un capillaire adiabatique, d'où l'intérêt de prendre en compte les échanges thermiques à la paroi.

2.3.6 Flux de chaleur imposé à la paroi

Lorsqu'un flux de chaleur suffisant est apporté en paroi (figure 2.1), le changement de phase peut s'effectuer sur une interface stationnaire, comme l'ont montré Peles et al. [PYH01], dont l'étude est citée au paragraphe 1.3.1.

La répartition du flux de chaleur φ_p le long du capillaire peut être une fonction de z , mais seul le cas d'un flux constant à la paroi est ici traité.

Le premier aspect de ce paragraphe est l'évaluation en ordre de grandeur du flux de chaleur minimal à apporter à la paroi pour vaporiser la masse de liquide arrivant sur l'interface par unité de temps. Le second aspect est l'identification, selon la situation, des mécanismes de transfert de chaleur dans le liquide.

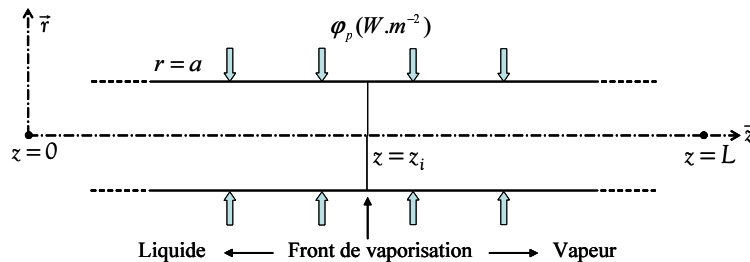


FIG. 2.1 – Recherche d'un front fixe de changement de phase dans le cas d'un flux de chaleur constant imposé à la paroi

Avec les échelles caractéristiques, l'équation (2.23) prend la forme sans dimension

$$\bar{u}_z \frac{\partial \bar{T}_\ell}{\partial \bar{z}} - \frac{1}{\mathcal{P}e_\ell} \left[\frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \frac{\partial \bar{T}_\ell}{\partial \bar{r}} \right) + \varepsilon^2 \frac{\partial^2 \bar{T}_\ell}{\partial \bar{z}^2} \right] = \frac{E_\ell}{\mathcal{R}e_{\ell*}} \left(\frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \bar{r}} \right)^2 \quad (2.39)$$

où : $E_\ell = \frac{U_{z_0}^2}{c_{p\ell}(\delta T)_\ell}$ est le nombre d'Eckert.

Les conditions aux limites thermiques aux bornes du domaine liquide sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{en } \bar{r} = 0 : \bar{T}_\ell = \text{finie} \\ \text{en } \bar{r} = 1 : k_\ell \frac{\partial \bar{T}_\ell}{\partial \bar{r}} = \varphi_p \\ \text{en } \bar{z} = 0 : \bar{T}_\ell = 0 \\ \text{en } \bar{z} = \bar{z}_i : \frac{\partial \bar{T}_\ell}{\partial \bar{z}} \Big|_{\bar{z}=\bar{z}_i} = -\bar{Q}_{m\ell} \end{array} \right.$$

La température à la paroi, notée $\bar{T}_\ell(\bar{z}, \bar{r} = 1) = \bar{T}_{\ell p}(\bar{z})$, est une inconnue du problème.

Dans (2.39), si $\varepsilon^2 \ll 1$, $\mathcal{R}e_{\ell*} \ll 1$ et $\mathcal{P}r_\ell = \mathcal{O}(1)$, après conservation des termes dominants, il vient :

$$-\frac{1}{\mathcal{P}e_\ell} \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \frac{\partial \bar{T}_\ell}{\partial \bar{r}} \right) = \frac{E_\ell}{\mathcal{R}e_{\ell*}} \left(\frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \bar{r}} \right)^2 \quad (2.40)$$

Le PNSA est appliqué à l'équation (2.40), d'où $E_\ell = \frac{1}{\mathcal{P}r_\ell}$. Cette égalité permet d'obtenir l'augmentation de température $(\delta T)_{\ell_{FV}}$ due aux frottements visqueux :

$$(\delta T)_{\ell_{FV}} = \frac{a^4 (\delta P)_{SR}^2}{64L^2 \mu_\ell k_\ell} \quad (2.41)$$

Condition de flux à la paroi

Le flux de chaleur à la paroi est transmis au liquide par conduction. Cette condition de flux s'écrit :

$$\varphi_p = k_\ell \frac{\partial \bar{T}_\ell}{\partial \bar{r}} \Big|_{\bar{r}=a} = \varphi_{p0} \bar{\varphi}_p \quad (2.42)$$

En appliquant le PNSA à l'équation (2.42), l'échelle de variation de température $(\delta T)_{\ell_{\varphi_p}}$ causée par le flux de chaleur à la paroi s'évalue à :

$$(\delta T)_{\ell_{\varphi_p}} = \frac{\varphi_{p0} a}{k_\ell} \quad (2.43)$$

Il reste la condition sans dimension :

$$\bar{\varphi}_p = \frac{\partial \bar{T}_\ell}{\partial \bar{r}} \Big|_{\bar{r}=1} \quad (2.44)$$

Analyse phénoménologique

La puissance totale Φ_{φ_p} apportée au fluide, par le flux φ_p , vaut en ordre de grandeur :

$$\Phi_{\varphi_p} = 2\pi a L \varphi_{p0} \quad (2.45)$$

La puissance Φ_{vap} nécessaire à la vaporisation de la totalité du fluide arrivant sur l'interface, vaut en ordre de grandeur :

$$\Phi_{vap} = \pi \rho_\ell a^2 U_{z_0} h_{\ell v} \quad (2.46)$$

L'existence d'un front stationnaire de vaporisation est conditionnée par l'apport d'un flux de chaleur minimal à la paroi, soit $\Phi_{\varphi_p} > \Phi_{vap}$, d'où :

$$\varphi_{p0} > \frac{\rho_\ell a^3 (\delta P)_{SR} h_{\ell v}}{16L^2 \mu_\ell} \quad (2.47)$$

$$(\delta T)_{\ell \varphi_p} = \frac{\varphi_{p_0} a}{k_\ell} = \frac{\varepsilon^2}{2} (\delta T)_{\ell_{vap}} \quad (2.48)$$

Si la vaporisation se produit en $z = L^* < L$, le flux minimal à apporter à la paroi est :

$$\varphi_{p_0} = \frac{\rho_\ell a^3 (\delta P)_{SR} h_{\ell v}}{16L_*^2 \mu_\ell} \quad (2.49)$$

Etude des phénomènes de transport de chaleur

Le terme associé aux dissipations visqueuses est négligé devant les termes de conduction et de convection. L'équation de conservation de la chaleur dans le liquide (2.39) se réduit à :

$$\mathcal{P}e_\ell \bar{u}_z \frac{\partial \bar{T}_\ell}{\partial \bar{z}} - \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \frac{\partial \bar{T}_\ell}{\partial \bar{r}} \right) - \varepsilon^2 \frac{\partial^2 \bar{T}_\ell}{\partial \bar{z}^2} = 0 \quad (2.50)$$

Le problème fait intervenir les nombres sans dimension $\mathcal{P}e_\ell$ et ε^2 , très petits devant l'unité. Ils constituent respectivement les coefficients des termes associés à la convection axiale et à la conduction axiale. Ce dernier doit impérativement être conservé dans l'équation, car il est la conséquence de l'existence d'un flux axial qui apporte la chaleur latente nécessaire au changement de phase : le terme de convection axiale transporte la chaleur mais ne la transmet pas.

Une solution est recherchée sous forme de développement quand $\mathcal{P}e_\ell$ ou ε^2 tendent vers zéro :

$$\bar{T}_\ell(\bar{z}, \bar{r}, \mathcal{P}e_\ell, \varepsilon^2) = \bar{T}_{\ell_0}(\bar{z}) + \mathcal{P}e_\ell \bar{T}_{\ell_1}(\bar{z}, \bar{r}) + \varepsilon^2 \bar{T}_{\ell_2}(\bar{z}, \bar{r}) + \dots \quad (2.51)$$

Lors du passage à la limite en zéro, il existe deux descriptions :

- à $\mathcal{P}e_\ell$ fixé, $\varepsilon^2 \rightarrow 0$, puis $\mathcal{P}e_\ell \rightarrow 0$. C'est la description a)
- à ε^2 fixé, $\mathcal{P}e_\ell \rightarrow 0$, puis $\varepsilon^2 \rightarrow 0$. C'est la description b)

Ces deux développements ne conduisent pas nécessairement aux mêmes approximations. La technique des développements asymptotiques faisant intervenir plusieurs petits paramètres, consiste à construire une description uniformément valable [Dar71] qui contient comme cas limites les deux descriptions extérieures a) et b).

La description uniformément valable consiste à faire tendre simultanément vers zéro les deux petits paramètres de sorte que le PNSA appliqué sur (2.50) soit vérifié :

$$\mathcal{P}e_\ell = \varepsilon^2 \tilde{\mathcal{P}}e_\ell \quad \text{avec} \quad \tilde{\mathcal{P}}e_\ell = \mathcal{O}(1)$$

Le développement s'écrit :

$$\bar{T}_\ell(\bar{z}, \bar{r}, \mathcal{P}e_\ell, \varepsilon^2) = \bar{T}_{\ell_0}(\bar{z}) + \varepsilon^2 \bar{T}_{\ell_1}(\bar{z}, \bar{r}) + \dots \quad (2.52)$$

Une nouvelle description, dite uniformément valable, est obtenue car¹ :

- si $\tilde{\mathcal{P}}e_\ell \rightarrow \infty$, c'est la description quand $\mathcal{P}e_\ell \rightarrow 0$
- si $\tilde{\mathcal{P}}e_\ell \rightarrow 0$, c'est la description quand $\varepsilon^2 \rightarrow 0$

Les termes $\mathcal{P}e_\ell$ et ε^2 sont très petits devant l'unité, et en première approximation, l'équation de la chaleur (2.50) s'écrit :

$$\frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \frac{\partial \bar{T}_{\ell_0}}{\partial \bar{r}} \right) = 0 \quad (2.53)$$

Après intégration et utilisation des conditions aux limites, il vient : $\bar{T}_{\ell_0} = \bar{T}_{\ell_p}(\bar{z})$.

1. $\tilde{\mathcal{P}}e_\ell$ est considéré comme une variable intérieure pour les développements en ε^2 et $\mathcal{P}e_\ell$ est la variable extérieure associée.

A l'ordre unité, la température dans le liquide est en tout point égale à la température de paroi et le transport du flux de chaleur nécessaire à la vaporisation n'apparaît pas à cet ordre d'approximation. De plus, le flux de chaleur à la paroi n'est pas transmis au liquide car le flux transverse y est nul.

La compréhension des mécanismes de transport de chaleur au sein du liquide nécessite par conséquent la prise en compte des phénomènes qui interviennent à des ordres inférieurs. La description uniformément valable (2.52) est reportée dans l'équation de la chaleur (2.50), d'où :

$$\tilde{\mathcal{P}}_{e\ell} \bar{u}_z \frac{d\bar{T}_{\ell_0}}{d\bar{z}} - \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \frac{\partial \bar{T}_{\ell_1}}{\partial \bar{r}} \right) - \frac{d^2 \bar{T}_{\ell_0}}{d\bar{z}^2} = 0 \quad (2.54)$$

L'expression (2.16) est ensuite insérée dans (2.54), que l'on intègre sur une section. Il vient :

$$\tilde{\mathcal{P}}_{e\ell} \frac{\bar{Q}_{m\ell}}{2} \frac{d\bar{T}_{\ell_0}}{d\bar{z}} = \left[\bar{r} \frac{\partial \bar{T}_{\ell_1}}{\partial \bar{r}} \right]_{\bar{r}=0}^{\bar{r}=1} + \frac{1}{2} \frac{d^2 \bar{T}_{\ell_0}}{d\bar{z}^2} \quad (2.55)$$

La condition de flux à la paroi (2.42) a changé d'ordre et ne fait intervenir que \bar{T}_{ℓ_1} , car $\frac{\partial \bar{T}_{\ell_0}}{\partial \bar{r}} = 0$. En appliquant le PNSA à cette condition, la nouvelle échelle de variation de température $(\delta T)_{\ell_{\varphi p}}$ causée par le flux de chaleur à la paroi s'évalue à :

$$(\delta T)_{\ell_{\varphi p}} = \frac{\varphi_{p0} a}{\varepsilon^2 k_\ell} = \frac{(\delta T)_{\ell_{vap}}}{2} \quad (2.56)$$

Cette échelle représente la variation longitudinale de la température due à l'apport du flux de chaleur à la paroi φ_p , avec :

$$T_\ell = T_0 + 2(\delta T)_{\ell_{\varphi p}} [\bar{T}_{\ell_0}(\bar{z}) + \varepsilon^2 \bar{T}_{\ell_1}(\bar{z}, \bar{r}) + \dots]$$

Il reste la condition sans dimension :

$$\bar{\varphi}_p = \left. \frac{\partial \bar{T}_{\ell_1}}{\partial \bar{r}} \right|_{\bar{r}=1} \quad (2.57)$$

Dans l'équation (2.54), le terme $\bar{r} \frac{\partial \bar{T}_{\ell_1}}{\partial \bar{r}}$ est un flux par unité de longueur, ou flux linéique. Ce flux est noté $\bar{\phi}_p$ avec :

$$\bar{\phi}_p = \bar{r} \bar{\varphi}_p = \bar{r} \left. \frac{\partial \bar{T}_{\ell_1}}{\partial \bar{r}} \right|_{\bar{r}=1} \quad (2.58)$$

A la paroi, en $\bar{r} = 1$, il vient : $\bar{\phi}_p = \bar{\varphi}_p = \left. \frac{\partial \bar{T}_{\ell_1}}{\partial \bar{r}} \right|_{\bar{r}=1}$

Finalement, l'équation de la chaleur dans le liquide s'écrit² :

$$\frac{d^2 \bar{T}_{\ell_0}}{d\bar{z}^2} - \tilde{\mathcal{P}}_{e\ell} \bar{Q}_{m\ell} \frac{d\bar{T}_{\ell_0}}{d\bar{z}} + 2\bar{\varphi}_p(\bar{z}) = 0 \quad (2.59)$$

car en $\bar{r} = 0$, $\left. \frac{\partial \bar{T}_{\ell_1}}{\partial \bar{r}} \right|_{\bar{r}=0}$, du fait de la symétrie axiale.

Lorsque le flux à la paroi est constant, $\bar{\varphi}_p = 1$, et \bar{T}_{ℓ_0} a pour expression :

$$\bar{T}_{\ell_0} = C_1 e^{\tilde{\mathcal{P}}_{e\ell} \bar{Q}_{m\ell} \bar{z}} + C_2 + p(\bar{z}) \quad (2.60)$$

où C_1 et C_2 sont des constantes et $p(\bar{z}) = \frac{2\bar{z}}{\tilde{\mathcal{P}}_{e\ell} \bar{Q}_{m\ell}}$ est la solution particulière.

Par le biais des conditions aux limites

- en $\bar{z} = 0$: $\bar{T}_\ell = 0$

2. La notation $\bar{Q}_{m\ell}$ est conservée mais $\bar{Q}_{m\ell} = 1$

- en $\bar{z} = \bar{z}_i$: $\frac{d\bar{T}_{\ell_0}}{d\bar{z}} = -\bar{Q}_{m_\ell}$ (qui est (2.34) avec la nouvelle description)
les constantes C_1 et C_2 sont identifiées, d'où :

$$\bar{T}_{\ell_0} = -\frac{\frac{1}{\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell}} + \frac{2}{(\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell} \bar{Q}_{m_\ell})^2}}{e^{\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell} \bar{Q}_{m_\ell} \bar{z}_i}} \left[e^{\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell} \bar{Q}_{m_\ell} \bar{z}} - 1 \right] + \frac{2\bar{z}}{\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell} \bar{Q}_{m_\ell}} \quad (2.61)$$

La fonction $\bar{T}_{\ell_0} = \bar{T}_{\ell_p}$ ne dépend pas de \bar{r} et atteint son maximum en :

$$\bar{z} = \bar{z}_i - \frac{1}{\bar{Q}_{m_\ell} \tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell}} \left| \ln \frac{2\bar{\varphi}_p}{\bar{Q}_{m_\ell}^2 \tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell} + 2\bar{\varphi}_p} \right| \quad (2.62)$$

L'équation (2.54) peut à présent être intégrée pour obtenir \bar{T}_{ℓ_1} , telle que :

$$\bar{T}_{\ell_1} = 2\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell} \bar{Q}_{m_\ell} \frac{d\bar{T}_{\ell_0}}{d\bar{z}} \left[\frac{\bar{r}^2}{4} - \frac{\bar{r}^4}{16} - \frac{3}{16} \right] - \frac{1}{4} \frac{d^2\bar{T}_{\ell_0}}{d\bar{z}^2} \left[r^2 - 1 \right] \quad (2.63)$$

La figure (2.2) est une représentation graphique de la fonction \bar{T}_{ℓ_0} , pour les situations où :

- $\mathcal{P}_{e_\ell} \gg \varepsilon^2$ et $\mathcal{P}_{e_\ell} = \mathcal{O}(\varepsilon)$ correspond à $\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell}$ tend vers l'infini,
- $\mathcal{P}_{e_\ell} \ll \varepsilon^2$ correspond à $\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell}$ tend vers zéro,
- $\mathcal{P}_{e_\ell} = \mathcal{O}(\varepsilon^2)$ correspond à $\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell} = \mathcal{O}(1)$

Dans la situation où $\mathcal{P}_{e_\ell} \gg \varepsilon^2$, le transfert de la chaleur latente nécessaire au changement de phase ne s'effectue qu'à l'approche du front de vaporisation. En amont de cette singularité, la température du liquide croît linéairement, à l'identique d'un liquide s'écoulant dans un capillaire soumis à un flux de chaleur constant à la paroi.

Les valeurs numériques calculées pour du *R134a* (cf. tableau 2.1) sont :

- $\varphi_{p_0} > 71,34W.m^{-2}$ ($\bar{\varphi}_p = 1$)
- $\mathcal{P}_{e_\ell} \approx 1,4.10^{-4}$
- $\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell} \approx 1,27.10^5$
- $(\delta T)_{\ell_{\varphi_p}} = \frac{(\delta T)_{\ell_{vap}}}{2} = 7,7.10^6 K !!!$
- $(\delta T)_{SR} \approx 5,78K$
- $T_{\ell_{max}} \approx T_0 + 120K$ en $\bar{T}_{\ell_0 max} \approx \frac{1}{\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell}}$ (limite de (2.62) lorsque $\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell}$ tend vers l'infini)

Position du front de changement de phase

La résolution du problème dynamique dans la phase liquide a conduit à $\bar{P}_\ell = \bar{Q}_{m_\ell} \bar{z}_\ell$, qui peut également prendre la forme: $\bar{P}_{\ell_i} = \bar{z}_i$. En effet, $\bar{Q}_{m_\ell} = 1$ car le débit massique est par définition constant et $\bar{P}_\ell(\bar{z} = 0) = 0$.

A l'aide de (2.38) et de (2.61) exprimée en \bar{z}_i , il vient une expression de la position du front de changement de phase \bar{z}_i en fonction de $\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell}$, $(\delta T)_{SR}$ et $(\delta T)_\ell$, telle que :

$$\frac{(\delta T)_{SR}}{(\delta T)_\ell} [\bar{z}_i - 1] = - \left[\frac{1}{\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell}} + \frac{2}{(\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell} \bar{Q}_{m_\ell})^2} \right] \left[1 - \frac{1}{e^{\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell} \bar{Q}_{m_\ell} \bar{z}_i}} \right] + \frac{2\bar{z}_i}{\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell} \bar{Q}_{m_\ell}} \quad (2.64)$$

Conclusion du capillaire chauffé uniformément

L'étude des phénomènes de transport et d'échange de chaleur dans un capillaire uniformément chauffé à la paroi, où il existe un front stationnaire de vaporisation, a permis la mise en évidence de deux échelles de température. La première, caractérisant les échanges longitudinaux, ne dépend que

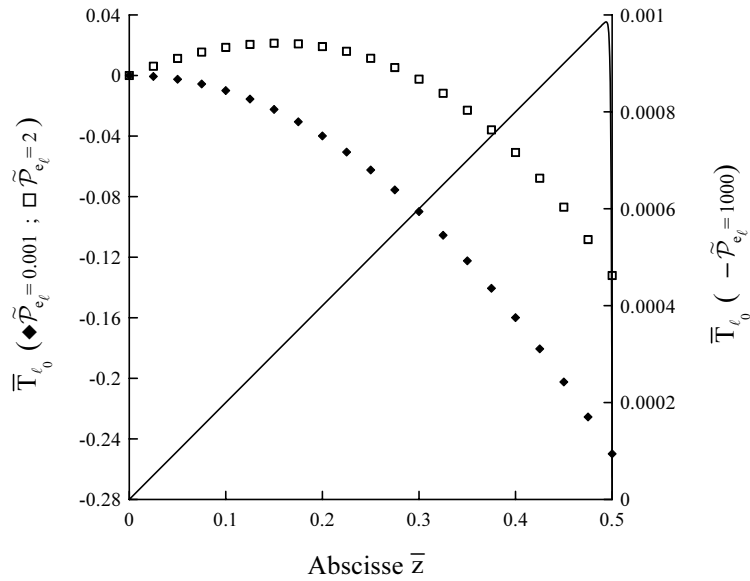


FIG. 2.2 – Evolution de la température \bar{T}_{ℓ_0} en fonction de \bar{z} (2.61) pour différents $\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell}$ à flux de chaleur constant imposé à la paroi et un front de vaporisation situé à l'abscisse $\bar{z}_i = 0,5$

des phénomènes à l'interface. La seconde, qui est ε^2 fois plus petite, prend on compte les transferts transverses liés à l'apport du flux à la paroi.

Une application numérique correspondant au cas d'étude a révélé une élévation de température de l'ordre de $120K$ par rapport à la température de référence T_0 . Cette élévation de température est très grande devant le degré de sous refroidissement, qui est de $5,78K$. Par conséquent, le changement de phase est susceptible d'intervenir avant que la position désirée du front de vaporisation ne soit atteinte.

Au moyen de la description uniformément valable, le problème a été traité dans sa formulation la plus générale afin d'intégrer l'ensemble des situations pouvant intervenir, représentées par le classement en ordre de grandeur des nombres sans dimension \mathcal{P}_{e_ℓ} et ε^2 , fonction des données. Toutefois, lorsque le paramètre $\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell}$ tend vers l'infini, l'échelle $(\delta T)_{vap}$ ne convient pas car les variations de la fonction \bar{T}_ℓ ne sont pas d'ordre unité. Dans cette configuration, la compréhension du comportement singulier de la température à l'approche de l'interface mérite d'être approfondie.

Situation singulière : $\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell} \rightarrow \infty$

Il a été constaté que l'échelle $(\delta T)_{\ell_{vap}}$ n'est pas la bonne échelle pour décrire les variations de température dans la phase liquide quand le paramètre $\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell}$ tend vers l'infini. Pour comprendre le comportement singulier de la température à l'approche de l'interface, l'équation (2.59) est analysée. Cette dernière est rappelée ci-après, où $\alpha = \frac{1}{\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell}}$ ($\alpha \ll 1$) et $\bar{Q}_{m_\ell} = 1$:

$$\alpha \frac{d^2 \bar{T}_{\ell_0}}{d\bar{z}^2} - \frac{d\bar{T}_{\ell_0}}{d\bar{z}} + 2\alpha \bar{\varphi}_p(\bar{z}) = 0 \quad (2.65)$$

Lorsque le paramètre α tend vers zéro, i.e. lorsque $\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell}$ tend vers l'infini, l'équation (2.65) s'écrit, en première approximation :

$$\frac{d\bar{T}_{\ell_0}}{d\bar{z}} = 0 \quad (2.66)$$

Cette équation, qui a pour solution $\bar{T}_{\ell_0} = 0$, car $\bar{T}_{\ell_0}(\bar{z} = 0) = 0$, est incompatible avec la condition interfaciale $\left. \frac{d\bar{T}_{\ell_0}}{d\bar{z}} \right|_{\bar{z}=\bar{z}_i} = -1$ (2.34), c'est pourquoi une nouvelle échelle pour la température, notée $\check{T}_{\ell_0} = \nu(\alpha) \bar{T}_{\ell_0}$, est introduite dans l'équation (2.65), telle que :

$$\nu\alpha \frac{d^2 \check{T}_{\ell_0}}{d\bar{z}^2} - \nu \frac{d\check{T}_{\ell_0}}{d\bar{z}} + 2\alpha\bar{\varphi}_p(\bar{z}) = 0 \quad (2.67)$$

Par application du PMD, il vient $\nu = \alpha$ et en première approximation, l'équation (2.67) s'écrit :

$$\frac{d\check{T}_{\ell_0}}{d\bar{z}} = 2\bar{\varphi}_p(\bar{z}) \quad (2.68)$$

et a pour solution :

$$\check{T}_{\ell_0} = 2 \int_0^{\bar{z}_i} \bar{\varphi}_p(\bar{z}) d\bar{z} \quad (2.69)$$

La solution (2.69) est appelée solution extérieure, car exprimée en fonction de l'échelle extérieure \bar{z} . Cette solution, qui explique la croissance linéaire de la température sur la figure (2.2), obtenue pour $\bar{\varphi}_p(\bar{z}) = 1$, est de nouveau incompatible avec la condition à l'interface.

Une nouvelle variable, dite intérieure, est introduite par le changement d'échelle $\bar{z} = \bar{z}_i - \mu\tilde{z}$, avec $\mu \ll 1$.

La fonction $\check{T}_{\ell_0}(\bar{z}, \alpha)$ réécrite $\check{T}_{\ell_0}(\bar{z}, \mu(\alpha))$ et notée $\tilde{T}_{\ell_0}(\tilde{z}, \alpha)$ est maintenant solution de l'équation (2.67)³ :

$$\frac{\alpha^2}{\mu^2} \frac{d^2 \tilde{T}_{\ell_0}}{d\tilde{z}^2} + \frac{\alpha}{\mu} \frac{d\tilde{T}_{\ell_0}}{d\tilde{z}} + 2\alpha\bar{\varphi}_p(\bar{z}) = 0 \quad (2.70)$$

La condition de raccord avec l'échelle extérieure \bar{z} est obtenue lorsque \tilde{z} tend vers l'infini, telle que :

$$\left. \frac{d\tilde{T}_{\ell_0}}{d\tilde{z}} \right|_{\tilde{z} \rightarrow \infty} = 2\bar{\varphi}_p(\bar{z}) \quad (2.71)$$

En $\tilde{z} = 0$, la solution intérieure doit vérifier la condition interfaciale (2.34), réécrite en variable intérieure :

$$\frac{\alpha}{\mu} \frac{d\tilde{T}_{\ell_0}}{d\tilde{z}} = 1 \quad (2.72)$$

Cette dernière condition détermine par application du PMD le lien entre α et μ , tel que $\alpha = \mu \ll 1$, et l'équation (2.70) s'écrit, en ne conservant que les termes dominants :

$$\frac{d^2 \tilde{T}_{\ell_0}}{d\tilde{z}^2} + \frac{d\tilde{T}_{\ell_0}}{d\tilde{z}} = 0 \quad (2.73)$$

Après utilisation des conditions (2.71) et (2.72), si le flux de chaleur à la paroi est constant ($\bar{\varphi}_p = 1$), il vient l'évolution de la température à l'échelle intérieure :

$$\tilde{T}_{\ell_0} = 2\bar{z}_i - e^{-\tilde{z}} \quad (2.74)$$

En résumé, quand $\tilde{\mathcal{P}}_{e\ell} \rightarrow \infty$, l'échelle correcte de variation de la température dans le liquide est $\alpha(\delta T)_{\ell_{vap}}$.

A l'approche de l'interface, dans une région de longueur $\frac{L}{\tilde{\mathcal{P}}_{e\ell}}$, la température chute singulièrement. En dehors de cette région, la température croît linéairement.

Cette étape de l'analyse phénoménologique permet de mieux aborder la prise en compte des échanges thermiques entre le capillaire et le fluide.

Par la suite, la notation employée pour adimensionner la température dans le liquide est :

$$T_\ell = T_0 + \bar{T}_{\ell_0} = T_0 + \frac{(\delta T)_{\ell_{vap}}}{\tilde{\mathcal{P}}_{e\ell}} \bar{T}_{\ell_0} \quad (2.75)$$

3. $\frac{d\tilde{z}}{d\bar{z}} = -\frac{1}{\mu}$ donc $\frac{dT}{d\bar{z}} = \frac{dT}{d\tilde{z}} \frac{d\tilde{z}}{d\bar{z}} = -\frac{1}{\mu} \frac{dT}{d\tilde{z}}$

2.3.7 Capillaire diabatique

Dans ce paragraphe, la possibilité d'existence d'un front fixe d'ébullition est évaluée dans le cas d'un capillaire diabatique, i.e. lorsqu'il existe un couplage thermique fluide-solide à la paroi. Cette situation est envisageable car, en étanchéité statique, le chemin de fuite est proportionnellement très petit devant le joint et la bride: la taille caractéristique des cavités est de l'ordre du micromètre et la largeur d'un joint est de l'ordre de la dizaine de millimètres. Dès lors, il est facile d'assimiler cette masse environnante à un réservoir infini de chaleur dans lequel sera puisée la chaleur latente nécessaire au changement de phase (figure 2.3).

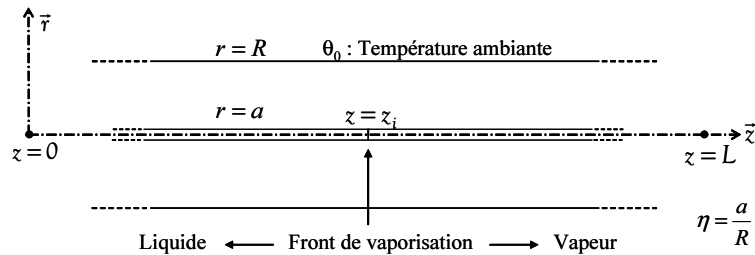


FIG. 2.3 – Recherche d'un front fixe de changement de phase dans le cas d'un capillaire diabatique

Le flux linéique dans le solide est noté ϕ_s , avec : $\phi_s = 2\pi r \phi_s = 2\pi k_s r \frac{\partial \theta_s}{\partial r}$. Le problème est similaire à celui du paragraphe 2.3.6, sauf qu'il faut résoudre l'équation de l'énergie dans le solide pour déterminer la répartition du flux linéique à la paroi $\phi_p(z) = \phi_s(z)$, présent dans l'équation (2.65).

Champ thermique dans le solide

Un premier paramètre géométrique ε a été introduit pour traiter les équations des deux domaines fluides. Ce paramètre renseigne sur la valeur du rapport entre le rayon intérieur a et la longueur L du capillaire. Dans la partie solide, une troisième dimension caractéristique du capillaire intervient, à savoir son rayon extérieur R . Cette troisième dimension est comparée à a par l'intermédiaire d'un second facteur de forme : $\eta = a/R \ll 1$.

Par l'intermédiaire des échelles caractéristiques, l'équation de la chaleur dans le solide prend la forme sans dimension :

$$\left[\frac{1}{\hat{r}} \frac{\partial}{\partial \hat{r}} \left(\hat{r} \frac{\partial \hat{\theta}_s}{\partial \hat{r}} \right) + \frac{\varepsilon^2}{\eta^2} \frac{\partial^2 \hat{\theta}_s}{\partial \bar{z}^2} \right] = 0 \quad (2.76)$$

En première approximation, si le coefficient $\frac{\varepsilon^2}{\eta^2} = \frac{R^2}{L^2}$, qui précède le terme de conduction longitudinal, est très petit devant l'unité, l'équation (2.76) se simplifie en

$$\frac{1}{\hat{r}} \frac{\partial}{\partial \hat{r}} \left(\hat{r} \frac{\partial \hat{\theta}_{s0}}{\partial \hat{r}} \right) = 0 \quad (2.77)$$

La température à la paroi $\theta_p(z)$, qui est inconnue, est exprimée en fonction de son échelle de variation $(\delta\theta)$, avec :

$$\theta_p(z) = T_0 + (\delta\theta) \hat{\theta}_p(\bar{z})$$

Aux bornes du domaine solide, les conditions aux limites s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{en } \hat{r} = 1 : \hat{\theta}_s = 0 \\ \text{en } \hat{r} = \eta : \hat{\theta}_s = \hat{\theta}_p(\bar{z}) \end{array} \right.$$

Après intégration et application des conditions aux limites, il vient :

$$\hat{\theta}_{s_0} = -\hat{\theta}_p(\bar{z}) \frac{\ell n \hat{r}}{|\ell n \eta|} \quad (2.78)$$

avec $\hat{\theta}_s = \hat{\theta}_{s_0} + \mathcal{O}\left(\frac{\varepsilon^2}{\eta^2}\right)$.

L'échelle ($\delta\theta$) de variation de la température dans le solide est déterminée en écrivant que la puissance nécessaire au changement de phase est apportée par le solide, ce qui se traduit par la relation :

$$\int_0^{z_i} \phi_s dz = -2\pi \int_0^a \rho_\ell h_{\ell v} U_{z_0} \bar{u}_z r dr \quad (2.79)$$

Le second membre de (2.79) est intégré en remplaçant \bar{u}_z par son expression (2.16). Avec les échelles caractéristiques, il vient :

$$L\phi_{s_0} \int_0^{\bar{z}_i} \hat{\phi}_s d\bar{z} = -\pi a^2 \rho_\ell h_{\ell v} U_{z_0} \bar{Q}_{m_\ell} \quad (2.80)$$

L'échelle ($\delta\theta$) est déterminée, telle que

$$(\delta\theta) = \frac{L\phi_{s_0}}{2\pi k_s} = \frac{\rho_\ell a^4 h_{\ell v} (\delta P)_{SR}}{16L^2 k_s \mu_\ell} \quad (2.81)$$

et l'équation (2.80) prend la forme sans dimension :

$$\int_0^{\bar{z}_i} \hat{\phi}_s d\bar{z} = \int_0^{\bar{z}_i} \hat{r} \hat{\phi}_s d\bar{z} = -\bar{Q}_{m_\ell} \quad (2.82)$$

La situation correspondant à l'expérimentation est celle où $\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell} \gg 1$, situation pour laquelle la température dans le liquide doit être adimensionnée telle qu'indiquée par (2.75).

Dans ce cas de figure, à la frontière entre le solide et le liquide, en $\bar{r} = 1$ ou $\hat{r} = \eta$, l'égalité des températures s'écrit :

$$T_0 + (\delta\theta) \hat{\theta}_p(\bar{z}) = T_0 + \frac{(\delta T)_{\ell vap}}{\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell}} \bar{T}_{\ell_0}(\bar{z}) \quad (2.83)$$

Cette dernière égalité permet d'exprimer la température de paroi en fonction de la température dans le liquide, soit :

$$\hat{\theta}_p(\bar{z}) = \frac{(\delta T)_{\ell vap}}{\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell} (\delta\theta)} \bar{T}_{\ell_0}(\bar{z}) \quad (2.84)$$

Sous forme adimensionnée, le flux linéique dans le solide s'écrit par définition $\hat{\phi}_s = \hat{r} \frac{\partial \hat{\theta}_s}{\partial \hat{r}}$, et avec l'équation (2.78), il vient

$$\hat{\phi}_s = -\frac{\hat{\theta}_p(\bar{z})}{|\ell n \eta|} \quad (2.85)$$

La combinaison des équations (2.84) et (2.85) conduit à la relation

$$\hat{\phi}_s = -\frac{(\delta T)_{\ell vap}}{\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell} |\ell n \eta| (\delta\theta)} \bar{T}_{\ell_0}(\bar{z}) = -\frac{2k_s}{k_\ell |\ell n \eta| \mathcal{P}_{e_\ell}} \bar{T}_{\ell_0} \quad (2.86)$$

qui est reportée dans l'équation (2.65), où la température \bar{T}_{ℓ_0} est la seule inconnue :

$$\alpha \frac{d^2 \bar{T}_{\ell_0}}{d\bar{z}^2} - \frac{d\bar{T}_{\ell_0}}{d\bar{z}} - \frac{4k_s \alpha}{k_\ell |\ell n \eta| \mathcal{P}_{e_\ell}} \bar{T}_{\ell_0} = 0 \quad (2.87)$$

Le paramètre α étant très petit devant l'unité, la solution de l'équation (2.87) ne vérifie pas les deux conditions aux limites du domaine liquide. Comme au paragraphe 2.3.6, un changement d'échelle

est opéré sur \bar{z} , avec $\bar{z} = \bar{z}_i - \mu\tilde{z}$. Suite à l'application du PMD, il vient $\mu = \alpha$, et l'équation (2.87) devient :

$$\frac{d^2\tilde{T}_{\ell_0}}{d\tilde{z}^2} + \frac{d\tilde{T}_{\ell_0}}{d\tilde{z}} = 0 \quad (2.88)$$

si la condition $\frac{4k_s\alpha^2}{k_\ell |\ell n \eta| \mathcal{P}e_\ell} \ll 1$ est vérifiée.

En appliquant les conditions aux limites :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{en } \tilde{z} \rightarrow \infty : \tilde{T}_{\ell_0} = 0 \\ \text{en } \tilde{z} = 0 : \frac{d\tilde{T}_{\ell_0}}{d\tilde{z}} = 1 \end{array} \right.$$

L'équation (2.88) a pour solution :

$$\tilde{T}_{\ell_0} = -\exp\{-\tilde{z}\} \quad (2.89)$$

La figure (2.4) est une représentation graphique de la solution intérieure \tilde{T}_{ℓ_0} , tracée pour une interface située à l'abscisse $\bar{z}_i = 0,5$ et $\tilde{\mathcal{P}}e_\ell = 1000$.

Loin de l'interface, c'est la solution extérieure : la température est en tout point égale à la température de paroi, qui dans le cas d'un capillaire diabatique, est la température ambiante.

A l'approche de l'interface, dans une portion de liquide de longueur $L/\tilde{\mathcal{P}}e_\ell$, la température chute pour atteindre finalement une température $T_{\ell_{min}}(\bar{z}_i)$ de l'ordre de $T_0 - \frac{(\delta T)_{\ell_{vap}}}{\tilde{\mathcal{P}}e_\ell}$ (avec $\tilde{T}_{\ell_0} = -1$).

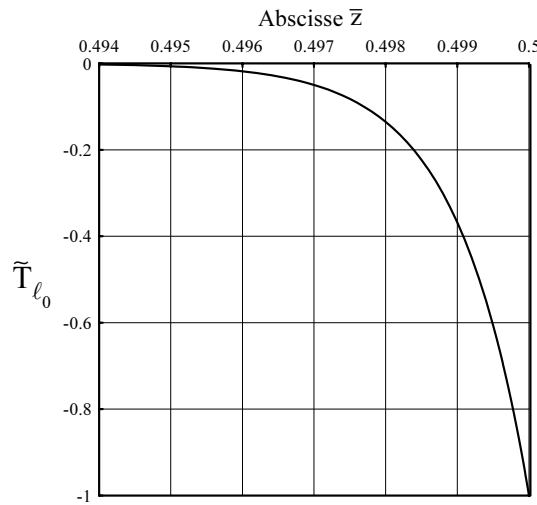


FIG. 2.4 – Evolution de la température \tilde{T}_{ℓ_0} en fonction de $\bar{z} = \bar{z}_i - \frac{\tilde{z}}{\tilde{\mathcal{P}}e_\ell}$ (2.89) pour $\tilde{\mathcal{P}}e_\ell = 1000$ dans le cas d'un capillaire diabatique et un front de vaporisation situé à l'abscisse $\bar{z}_i = 0,5$

En étanchéité statique, les fluides probables sont l'eau et l'hydrogène. Les dimensions caractéristiques du chemin de fuite, et les nombres sans dimension correspondants calculés pour de l'hydrogène (cf. tableau 2.1), sont mentionnés ci-dessous :

$$\left. \begin{array}{l} (\delta P)_{SR} = 5.10^6 \text{ Pa} \\ L = 0,01 \text{ m} \\ a = 1 \mu\text{m} \\ R = 2,25.10^{-3} \text{ m} \\ k_s = 420 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \eta \approx 4,4.10^{-4} \\ \varepsilon^2 \approx 1.10^{-8} \\ \mathcal{P}e_\ell \approx 1,9.10^{-2} \\ \tilde{\mathcal{P}}e_\ell \approx 1,9.10^6 \end{array}$$

Comme pour notre étude, la situation correspondant à ces valeurs numériques est celle où $\tilde{\mathcal{P}}_{e\ell} \rightarrow \infty$, c'est à dire quand $Pe_\ell \gg \varepsilon^2$. S'il existait un front stationnaire de vaporisation, la chute de température ($\delta\theta$) dans le solide serait de l'ordre de $1,7 \cdot 10^{-5} K$, soit une variation de température négligeable devant la température de référence.

La température du liquide chuterait quand à elle de $8,52K$ par rapport à la température initiale, ce qui ne semble pas improbable.

Conclusion du capillaire diabatique

La répartition de température dans le liquide est très sensible à la valeur de $\tilde{\mathcal{P}}_{e\ell}$: plus $\tilde{\mathcal{P}}_{e\ell}$ est grand devant l'unité, plus la longueur de fluide, dans laquelle est puisée la chaleur nécessaire au changement de phase, est petite devant la longueur du capillaire.

Un calcul numérique correspondant au cas d'étude révèle une chute de température de l'ordre de $120K$ par rapport à la température de référence T_0 . Cette chute de température n'est pas raisonnable physiquement puisqu'elle engendrerait la solidification du fluide.

Le solide joue son rôle de réservoir de chaleur, et en première approximation, sa température n'est pas modifiée par rapport à la température de référence.

L'existence d'un front stationnaire d'évaporation ne semble donc pas envisageable pour du *R134a* circulant dans des capillaires en verre ayant un diamètre intérieur de l'ordre de la dizaine de micromètres.

Ceci n'exclut toutefois pas l'existence d'un front instationnaire de changement de phase.

2.4 Front instationnaire de changement de phase

En présence d'un front stationnaire de vaporisation, la vitesse de régression de ce dernier doit être égale à la vitesse débitante du liquide. Or, la transformation de la totalité du liquide en vapeur entraîne un abaissement physiquement improbable de la température du liquide.

Dans ce paragraphe, la vitesse de régression du front de changement de phase est évaluée au moyen du problème instationnaire présenté ci-après.

A l'instant t_{0-} , le front se trouve à la position z_{i_0} (figure 2.5) et les deux phases sont au repos à la température ambiante T_0 . La pression dans la phase vapeur est la pression de saturation $P_{sat}(T_0)$ et la pression dans le liquide est donnée par la relation de Laplace (1.6).

Les temps caractéristiques de passage d'une particule $\tau_p = \frac{L}{U_{z_0}}$ et de mise en mouvement de la colonne de liquide $\tau_m = \frac{\rho_\ell a^2}{\mu_\ell}$ ont été obtenus lors de l'analyse des phénomènes dynamiques dans la phase liquide. Ces temps sont liés par la condition :

$$\mathcal{Re}_{\ell*} = \frac{\tau_m}{\tau_p} \ll 1 \quad (2.90)$$

Le temps de mise en mouvement étant très petit devant le temps de passage d'une particule, toute variation de pression est donc instantanée et l'ensemble des grandeurs évoluent de façon quasistatique.

Ce déséquilibre mécanique provoque la mise en mouvement de l'ensemble du contenu du capillaire vers la sortie, à une vitesse limite, correspondant à la vitesse débitante du liquide. Sans changement de phase, le front se déplacerait à la vitesse $u_\ell = \frac{dZ_i}{dt}$.

Mais, sous l'action du changement de phase, le front régresse d'une longueur notée $\iota(t)$, et la position du front $z_i(t)$ est :

$$z_i(t) = Z_i(t) - \iota(t) \quad (2.91)$$

Dans un repère lié au front "sans changement de phase", d'abscisse $Z_i(t)$, le bilan massique sur le front d'évaporation s'écrit :

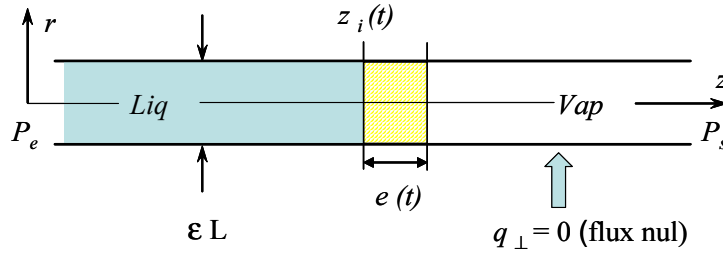


FIG. 2.5 – Ebullition sur un front mobile

$$-\rho_\ell \frac{dt}{dt} \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_\ell}\right) = \rho_v u_{zv} \quad (2.92)$$

En première approximation, le terme $\frac{\rho_v}{\rho_\ell}$ est négligé devant l'unité. Le flux de chaleur à la paroi est nul.

En stationnaire, les couches limites thermiques dans chaque phase sont complètement développées et les échanges par conduction ont lieu sur une longueur d'échelle L .

A présent, le problème est instationnaire. De ce fait, les épaisseurs ι_ℓ et ι_v des couches limites thermiques évoluent en fonction du temps. Elles sont adimensionnées par leurs échelles de variation respectives, telles que :

$$\iota_\ell(t) = \iota_{\ell_0} \tilde{t}(\bar{t}) \quad (2.93)$$

$$\iota_v(t) = \iota_{v_0} \tilde{t}(\bar{t}) \quad (2.94)$$

L'équation de la chaleur dans la phase liquide, restreinte à la direction de l'écoulement, à l'échelle L , prend la forme sans dimension :

$$\frac{\partial \bar{T}_\ell}{\partial \bar{t}} + \bar{u}_{z_\ell} \frac{\partial \bar{T}_\ell}{\partial \bar{z}} = \frac{\alpha_\ell \tau}{L^2} \frac{\partial^2 \bar{T}_\ell}{\partial \bar{z}^2} \quad (2.95)$$

Par le changement de variable

$$\bar{z} = \bar{z}_i(\bar{t}) - \frac{\iota_{\ell_0}}{L} \tilde{z} \quad (2.96)$$

l'équation (2.95) est réécrite dans un repère lié à l'interface z_i , telle que :

$$\frac{\partial \bar{T}_\ell}{\partial \bar{t}} + \frac{L}{\iota_{\ell_0}} \frac{\partial \tilde{T}_\ell}{\partial \tilde{z}} \left(\frac{d\bar{z}_i}{d\bar{t}} - \bar{u}_{z_\ell} \right) = \left(\frac{L}{\iota_{\ell_0}} \right)^2 \frac{\alpha_\ell \tau}{L^2} \frac{\partial^2 \tilde{T}_\ell}{\partial \tilde{z}^2} \quad (2.97)$$

L'échelle caractéristique de variation de la couche limite thermique est obtenue en appliquant le PNSA dans (2.97). Il vient :

$$\iota_{\ell_0} = \sqrt{\alpha_\ell \tau} \quad (2.98)$$

En première approximation, si le rapport entre ι_{ℓ_0} et L vérifie $\frac{\iota_{\ell_0}}{L} \ll 1$, les termes d'ordre $\frac{L}{\iota_{\ell_0}}$ sont négligeables devant ceux en $\left(\frac{L}{\iota_{\ell_0}}\right)^2$, et l'équation (2.97) s'écrit :

$$\frac{\partial \bar{T}_\ell}{\partial \bar{t}} = \frac{\partial^2 \tilde{T}_\ell}{\partial \tilde{z}^2} \quad (2.99)$$

Par un raisonnement similaire sur l'équation de la chaleur dans la phase vapeur, il vient :

$$\iota_{v_0} = \sqrt{\alpha_v \tau} \quad (2.100)$$

Avec les échelles

- $T = T_0 + (\delta T) \bar{T}$ avec $(\delta T) = \frac{T_0(\delta P)}{h_{\ell v} \rho_{v_0}}$ par la relation de Clapeyron

- $e(t) = (\delta e) \tilde{e}(\tilde{t})$

et le bilan massique (2.92), la conservation de la quantité de chaleur sur le front de changement de phase s'écrit dans le repère lié à l'interface z_i :

$$\frac{k_\ell (\delta T)}{\nu_{\ell_0}} \frac{\partial \tilde{T}_\ell}{\partial \tilde{z}} - \frac{k_v (\delta T)}{\nu_{v_0}} \frac{\partial \tilde{T}_v}{\partial \tilde{z}} = - \frac{\rho_\ell (\delta e) h_{\ell v}}{\tau} \frac{\partial \tilde{t}}{\partial \tilde{t}} \quad (2.101)$$

Dans cette équation, les quantités ν_{ℓ_0} , ν_{v_0} et (δT) sont remplacées par leurs expressions respectives. Il vient :

$$\frac{\partial \tilde{T}_\ell}{\partial \tilde{z}} - \frac{k_v \sqrt{\alpha_\ell}}{k_\ell \sqrt{\alpha_v}} \frac{\partial \tilde{T}_v}{\partial \tilde{z}} = - \frac{\rho_\ell \rho_{v_0} (\delta e) h_{\ell v}^2 \sqrt{\alpha_\ell}}{\sqrt{\tau} k_\ell T_0 (\delta P)} \frac{\partial \tilde{t}}{\partial \tilde{t}} \quad (2.102)$$

La PMD appliqué à (2.102) donne l'ordre de grandeur de ν_0 , tel que :

$$(\delta e) = \frac{k_\ell T_0 (\delta P)}{\rho_\ell \rho_{v_0} h_{\ell v}^2 \sqrt{\alpha_\ell}} \sqrt{\tau} \quad (2.103)$$

En première approximation, si le terme $\frac{k_v \sqrt{\alpha_\ell}}{k_\ell \sqrt{\alpha_v}}$ est négligeable devant l'unité, le bilan thermique (2.102) sur le front de changement de phase se résume à :

$$\frac{\partial \tilde{T}_\ell}{\partial \tilde{z}} = - \frac{\partial \tilde{e}}{\partial \tilde{t}} \quad (2.104)$$

A l'échelle du temps de passage τ_p , une particule fluide traverse le capillaire, de longueur L . Pendant ce temps, l'épaisseur de liquide transformée en vapeur est :

$$(\delta e) = L \sqrt{\frac{8 k_\ell^2 T_0^2 (\delta P) \mu_\ell}{\rho_\ell^2 \rho_{v_0}^2 h_{\ell v}^4 \alpha_\ell a^2}} \quad (2.105)$$

Pour du *R134a* à température ambiante, en prenant $(\delta P) = 5.10^5 \text{ Pa}$, la valeur calculée de (δe) est de l'ordre de $87 \mu\text{m}$, soit une échelle de variation très petite devant la longueur du capillaire. Le temps caractéristique de passage est de $0,38\text{s}$. Les profondeurs de pénétration thermique ν_{ℓ_0} et ν_{v_0} sont de l'ordre de $137 \mu\text{m}$ et $400 \mu\text{m}$. La valeur du rapport $\frac{k_v \sqrt{\alpha_\ell}}{k_\ell \sqrt{\alpha_v}}$ est de $0,05$. Les hypothèses $\frac{\nu_{\ell_0}}{L} \ll 1$, $\frac{\nu_{v_0}}{L} \ll 1$ et $\frac{k_v \sqrt{\alpha_\ell}}{k_\ell \sqrt{\alpha_v}} \ll 1$ sont donc vérifiées.

L'apport de chaleur nécessaire au changement se fait par conduction dans le liquide. La vitesse de production de la vapeur, dont l'ordre de grandeur s'évalue à $\frac{(\delta e)}{\tau_p}$ est très faible devant la vitesse débitante du liquide. Comme la solution stationnaire correspond à un temps infini, le liquide finit par sortir dans un état surchauffé, car $P_s < P_{sat}$.

Le changement de phase s'opérera donc préférentiellement par nucléation hétérogène, soit par croissance de micro bulles dues à des impuretés convectées par l'écoulement, soit par croissance de germes au niveau des sites situés dans des micro rugosités de parois.

2.5 Nucléation et croissance de bulles

La compréhension des mécanismes mis en jeu lors de la croissance d'une bulle de nucléation est réalisée par l'intermédiaire d'un modèle de bulle sphérique dans un milieu infini. Brennen [Bre95] introduit un paramètre thermodynamique $\Sigma = \frac{\rho_{v_0}^2 h_{\ell v}^2}{\rho_\ell^2 c_{p\ell} T_\infty \sqrt{\alpha_\ell}}$ renseignant sur le phénomène dominant lors de la croissance de la bulle. La figure (2.6) donne l'évolution de ce paramètre en fonction de la température à l'infini, rendue sans dimension par la température critique.

Pour de l'eau à 20°C ($\frac{T}{T_C} = 0,45$) où les effets dynamiques sont dominants (cavitation), Σ est de l'ordre de $2 \text{ m.s}^{-\frac{3}{2}}$. Toujours avec de l'eau, mais à 100°C ($\frac{T}{T_C} = 0,57$), où les effets thermiques sont

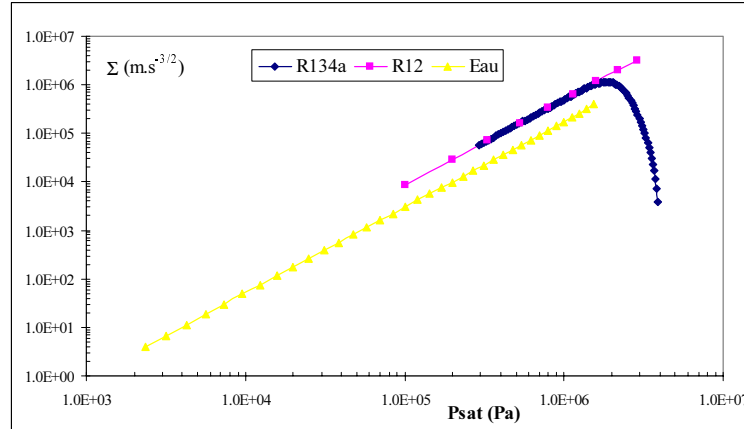


FIG. 2.6 – Paramètre thermodynamique de Brennen [Bre95]

dominants (ébullition), Σ est d'ordre de $10^3 m.s^{-\frac{3}{2}}$. En comparaison, pour le *R134a*, à une température de $20^\circ C$ ($\frac{T}{T_C} = 0,75$), Σ est de l'ordre de $10^5 m.s^{-\frac{3}{2}}$.

Ce résultat semble indiquer que le changement de phase liquide-vapeur du *R134a* est dominé par les phénomènes thermiques. Ce résultat n'est qu'indicatif, c'est pourquoi une analyse phénoménologique est menée afin de classer les différents phénomènes gouvernant l'évolution du rayon d'une bulle sphérique dans un milieu infini.

2.5.1 Bulle sphérique dans un milieu infini

La plupart des études expérimentales et théoriques montrent que la croissance de bulles est du type $\zeta \approx t^n$, où ζ est le rayon de la bulle et t le temps. L'exposant n peut prendre différentes valeurs qui reflètent la possibilité du contrôle de la croissance par la pression à l'infini, la viscosité, la tension superficielle, la diffusion gazeuse, la loi d'état du gaz inclus dans la bulle [DC83], etc..

Soit une bulle de rayon initial ζ_0 , formée par nucléation homogène dans un domaine infini de liquide. Loin de la bulle (figure 2.7), les conditions de pression et de température sont représentées respectivement par les grandeurs $P_\infty(t)$ et T_∞ , où t est le paramètre temporel. La température T_∞ est supposée constante. La pression $P_\infty(t)$ est une fonction connue de t qui régle le processus de croissance de la bulle. Il est admis que le contenu de la bulle est homogène et que les grandeurs internes à la bulle, $P_B(t)$ et $T_B(t)$, sont uniformes.

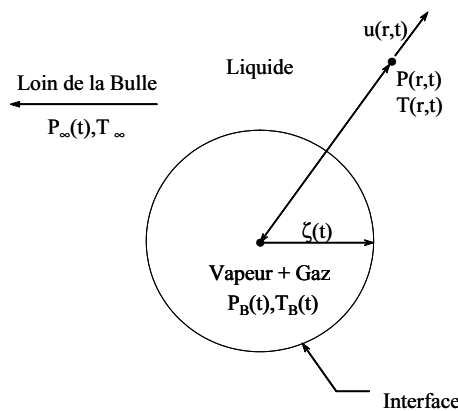


FIG. 2.7 – Bulle sphérique dans un milieu liquide au repos à l'infini

Suite à l'écriture de l'équilibre des contraintes normales au niveau de l'interface il vient l'équation

généralisée de Rayleigh - Plesset [Bre95], traduisant l'évolution dynamique, croissance ou collapse, du rayon $\zeta(t)$ de la bulle, telle que :

$$\rho_\ell \left(\zeta \ddot{\zeta} + \frac{3}{2} \dot{\zeta}^2 \right) + \frac{4\mu_\ell \dot{\zeta}}{\zeta} + \frac{2\gamma_{\ell v}}{\zeta} = [P_{sat}(T_B) - P_{sat}(T_\infty)] + [P_{sat}(T_\infty) - P_\infty(t)] + \left[P_{\infty_0} - P_{sat}(T_\infty) + \frac{2\gamma_{\ell v}}{\zeta_0} \right] \frac{T_B \zeta_0^3}{T_\infty \zeta^3} \quad (2.106)$$

$$\text{avec : } \zeta(t=0) = \zeta_0 ; \dot{\zeta}(t=0) = 0$$

On note : $P_{\infty_0} = P_\infty(t=0)$.

En utilisant la relation de Clausius-Clapeyron (1.5), le premier terme entre crochets du membre de droite de l'équation (2.106) devient :

$$P_{sat}(T_B) - P_{sat}(T_\infty) = \frac{\rho_v(T_\infty) h_{\ell v}(T_\infty)}{T_\infty} [T_B - T_\infty]$$

La détermination de la variation de température ($T_B - T_\infty$) se fait en deux étapes. La première étape consiste à résoudre l'équation de diffusion de la chaleur

$$\frac{\partial T_\ell}{\partial t} + \frac{\zeta^2 \dot{\zeta}}{r^2} \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\alpha_\ell}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (2.107)$$

pour obtenir la répartition de température dans le liquide en fonction du temps et de la variable r .

La seconde étape consiste à écrire le bilan d'énergie à la surface de la bulle, en $r = \zeta$. Le liquide cède par conduction la chaleur latente nécessaire à la formation de vapeur, synonyme d'augmentation du volume de la bulle. Si l'ensemble de cette chaleur est utilisée lors du changement de phase, la masse de vapeur fabriquée par unité de temps peut être reliée aux taux d'accroissement du volume de la bulle par

$$k_\ell \frac{\partial T_\ell}{\partial r} = \dot{\zeta} \rho_v h_{\ell v} \quad (2.108)$$

Dans les trois équations ci-dessus, qui sont traitées numériquement en annexe (B), sont introduites les échelles caractéristiques de variation de :

- Pression dans le liquide à l'infini : $P_\infty(t) = P_{\infty_0} - (\delta P) \bar{P}_\infty$,
- Température à la surface de la bulle : $T_B = T_\infty - (\delta T) \bar{T}_B$,
- Rayon de la bulle : $\zeta = \zeta_0 \bar{\zeta}$,
- Variable radiale à l'échelle intérieure : $r = \zeta(t) + \iota \tilde{r}$ avec $\iota \ll \zeta_0$,
- Temps caractéristique de grossissement : $t = \tau \tilde{t}$,
- Répartition de température dans le liquide à l'échelle intérieure λ : $T_\ell = T_\infty - (\delta T) \tilde{T} \left(\frac{r-\zeta}{\iota}, \tilde{t} \right)$.

Les échelles inconnues du problème sont τ , (δT) et ι . Un changement de variable a été opéré sur r afin de se placer dans la situation où les transferts thermiques au sein du liquide sont restreints à une fine épaisseur ι , notée couche limite thermique, avec $\frac{\iota}{\zeta} \ll 1$. Après insertion des échelles dans les équations (2.107) et (2.108), conservation des termes dominants, et application du PNSA, deux échelles sont exprimées en fonction des données [PZ54]

$$\iota = \sqrt{\alpha_\ell \tau} \text{ et } (\delta T) = \frac{\rho_v h_{\ell v} \zeta_0}{k_\ell} \sqrt{\frac{\alpha_\ell}{\tau}}$$

et les équations (2.107) et (2.108) prennent la forme sans dimension :

$$\frac{\partial \tilde{T}_\ell}{\partial \tilde{t}} = \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial \tilde{r}^2} \quad (2.109)$$

$$\frac{\partial \tilde{T}_\ell}{\partial \tilde{r}} = \dot{\tilde{\zeta}} \quad (2.110)$$

Seule l'échelle de temps reste indéterminée. Le classement des différents phénomènes dominant la croissance de l'inclusion s'obtient en reportant les échelles dans l'équation dynamique (2.106), qui prend la forme sans dimension, en notant $P_{v_0} = P_{sat}(T_\infty)$:

$$\begin{aligned} \ddot{\tilde{\zeta}} + \frac{3}{2}\dot{\tilde{\zeta}}^2 + \frac{\tau}{\tau_V} \frac{\dot{\tilde{\zeta}}}{\tilde{\zeta}} + \left(\frac{\tau}{\tau_S}\right)^2 \left[\frac{1}{\tilde{\zeta}} - \frac{1}{\tilde{\zeta}^3}\right] = \\ \left(\frac{\tau}{\tau_R}\right)^2 \left[\bar{P}_\infty(\bar{t}) + \frac{P_{v_0} - P_{\infty_0}}{(\delta P)} \left[1 - \frac{1}{\tilde{\zeta}^3}\right]\right] - \left(\frac{\tau}{\tau_*}\right)^{\frac{3}{2}} \left[1 + \frac{1}{\tilde{\zeta}^3} \frac{P_{\infty_0} - P_{v_0} + \frac{2\gamma_{\ell v}}{\zeta_0}}{\rho_v h_{\ell v}}\right] \end{aligned} \quad (2.111)$$

Les différents temps caractéristiques introduits ci-dessus représentent :

- le temps caractéristique de viscosité, noté $\tau_V = \frac{\rho_\ell \zeta_0^2}{4\mu_\ell}$
- le temps caractéristique de tension superficielle, noté $\tau_S = \sqrt{\frac{\rho_\ell \zeta_0^3}{2\gamma_{\ell v}}}$
- le temps caractéristique de Rayleigh, ou temps de réponse à une fluctuation de pression, noté $\tau_R = \zeta_0 \sqrt{\frac{\rho_\ell}{(\delta P)}}$
- le temps caractéristique des phénomènes thermiques, noté $\tau_* = \sqrt[2/3]{\frac{\rho_\ell k_\ell \zeta_0 T_\infty}{(\rho_v h_{\ell v})^2 \sqrt{\alpha_\ell}}}$

Un classement en ordre de grandeur de ces temps caractéristiques permet d'identifier le phénomène prépondérant qui contrôle l'évolution du rayon de la bulle. Si deux temps caractéristiques sont égaux, deux phénomènes sont alors susceptibles d'intervenir simultanément. Par exemple :

$$\begin{aligned} \tau_V = \tau_S \quad \text{si} \quad \zeta_0 = \zeta_1 = \frac{8\mu_\ell^2}{\rho_\ell \gamma_{\ell v}} \\ \tau_S = \tau_R \quad \text{si} \quad \zeta_0 = \zeta_2 = \frac{2\gamma_{\ell v}}{(\delta P)} \\ \tau_R = \tau_* \quad \text{si} \quad \zeta_0 = \zeta_* = \frac{\rho_\ell^{3/2} (\delta P)^{3/2} k_\ell c_{p\ell} T_\infty^2}{(\rho_v h_{\ell v})^4} \end{aligned}$$

C'est donc la valeur initiale ζ_0 du rayon de la bulle qui détermine l'existence d'un ou de plusieurs phénomènes dominants. Dans (2.111), le terme $\bar{P}_\infty(\bar{t})$ représente le "moteur" de la croissance de l'inclusion étant donné que la température à l'infini ne varie pas. De ce fait, il ne peut en aucun cas disparaître et c'est l'égalité $\tau_R = \tau_*$ qui autorise la comparaison de prépondérance entre les phénomènes thermiques et les phénomènes dynamiques. En première approximation, les effets visqueux et capillaires sont négligeables car les temps caractéristiques associés à ces phénomènes sont grands devant les temps τ_R et τ_* .

Lorsque les quotients $\frac{P_{v_0} - P_{\infty_0}}{(\delta P)}$ et $\frac{P_{\infty_0} - P_{v_0} + \frac{2\gamma_{\ell v}}{\zeta_0}}{\rho_v h_{\ell v}}$ sont négligeables ou d'ordre unité, le classement des diverses situations se fait à l'aide du paramètre fondamental

$$\mathcal{G} = \left(\frac{\tau_R}{\tau_*}\right)^3 = \frac{\zeta_0}{\zeta_*}$$

2.5.2 Classification des phénomènes dominants

Dans le cas $\mathcal{G} \ll 1$, il faut choisir $\tau = \tau_R$. Les phénomènes thermiques sont négligeables et la croissance de la bulle est isotherme. Par conséquent, seule l'équation (2.111) doit être résolue. Cette dernière prend la forme :

$$\bar{\zeta}\ddot{\zeta} + \frac{3}{2}\dot{\zeta}^2 = \bar{P}_\infty(\bar{t}) + \frac{P_{v_0} - P_{\infty_0}}{(\delta P)} \left[1 - \frac{1}{\bar{\zeta}^3} \right] - \sqrt{\mathcal{G}} \left[1 + \frac{1}{\bar{\zeta}^3} \frac{P_{\infty_0} - P_{v_0} + \frac{2\gamma_{\ell v}}{\zeta_0}}{\rho_v h_{\ell v}} \right] \quad (2.112)$$

Dans le cas $\mathcal{G} \gg 1$, il faut choisir $\tau = \mathcal{G}\tau_R = \mathcal{G}^{4/3}\tau_*$ pour conserver le terme moteur $\bar{P}_\infty(\bar{t})$. La croissance de la bulle est contrôlée thermiquement. Ceci induit la résolution simultanée des équations (2.109), (2.110) et (2.111) qui dans cette configuration s'écrit

$$\frac{1}{\mathcal{G}^2} \left(\bar{\zeta}\ddot{\zeta} + \frac{3}{2}\dot{\zeta}^2 \right) = \bar{P}_\infty(\bar{t}) + \frac{P_{v_0} - P_{\infty_0}}{(\delta P)} \left[1 - \frac{1}{\bar{\zeta}^3} \right] - \left[1 + \frac{1}{\bar{\zeta}^3} \frac{P_{\infty_0} - P_{v_0} + \frac{2\gamma_{\ell v}}{\zeta_0}}{\rho_v h_{\ell v}} \right] \quad (2.113)$$

2.5.3 Identification du phénomène dominant pour du R134a

A l'issue de cette analyse, la taille critique du germe initial ζ_* pour du R134a à 20°C est calculée afin d'évaluer le temps caractéristique de croissance de la bulle. Avec $(\delta P) = 5.10^5 Pa$ et $L = 0,3m$, il vient :

$$\zeta_* = \frac{\rho_\ell^{3/2} (\delta P)^{3/2} k_\ell c_\ell T_\infty^2}{(\rho_v h_{\ell v})^4} = 2,374.10^{-7} m$$

Pour une bulle de taille initiale $\zeta_0 = 10^{-5}m$, i.e. de l'ordre du rayon du capillaire, le paramètre fondamental \mathcal{G} vaut approximativement 42 : la croissance de la bulle est contrôlée thermiquement. La chute de température (δT) engendrée est de l'ordre de 29,5K et l'épaisseur caractéristique ι de la couche limite thermique vaut 1 μm . Le temps caractéristique de grossissement $\mathcal{G}\tau_R$ est égal à 2.10⁻⁵s alors que le temps de passage τ_P d'une particule est de l'ordre de 0,4s. Le rapport $\mathcal{G}\tau_R/\tau_P$, multiplié par la longueur du capillaire, est la distance parcourue par une particule pendant la croissance d'une bulle. Dans le cas présent, cette distance est de l'ordre de 1,54.10⁻⁵m, soit environ un rayon et demi du capillaire. Par conséquent, si la bulle est emportée, elle occupera au voisinage du site de nucléation la totalité du chemin de fuite. La bulle n'aura alors d'autre possibilité que de s'étendre suivant la direction axiale du capillaire, formant un bouchon de vapeur.

Remarque :

L'utilisation de la relation de Clapeyron dans l'équation de Rayleigh-Plesset est discutable car elle reste valable pour des chutes de température de l'ordre de quelques degrés. Au delà de cette limite, l'écart de température est sous estimé.

2.6 Détachement et embarquement des bulles

Dans le capillaire, la présence d'une bulle formée par nucléation hétérogène constitue un obstacle pour l'écoulement (figure 2.8). Le rétablissement de l'équilibre local des contraintes s'effectue par l'intermédiaire de forces agissant à la surface de la bulle, et s'opposent ainsi aux forces de capillarité \mathcal{F}_S qui retiennent la bulle sur le site. Lorsque les forces de capillarité deviennent inférieures à la force de poussée \mathcal{F}_D , la bulle est emportée par l'écoulement, vers des niveaux de pression inférieurs. On cherche à déterminer l'ordre de grandeur du rayon de la bulle au moment où elle se décroche de la paroi.

2.6.1 Equilibre de la bulle

Les forces de capillarité qui retiennent une bulle sphérique de rayon ζ sur une paroi solide s'exercent sur un périmètre noté \mathcal{P} . La longueur du périmètre mouillée dépend de l'angle de contact χ , du rayon ζ de la bulle et de la tension superficielle $\gamma_{\ell v}$. Si la paroi est plane, $\mathcal{P} = 2\pi\zeta \sin\chi$, $\mathcal{F}_S = \mathcal{P}\gamma_{\ell v} \sin\chi$ et $\mathcal{S} = \zeta^2 (\pi - \chi + \cos\chi \sin\chi)$. \mathcal{S} est la plus grande surface de la bulle poussée par le fluide dans une

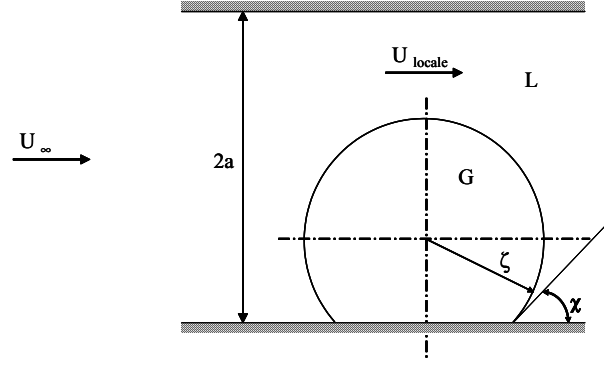


FIG. 2.8 – Bulle de nucléation accrochée à la paroi du capillaire

section droite du capillaire. L'écriture de la conservation du débit dans cette section permet d'exprimer la vitesse locale en fonction de la vitesse à l'infini, telle que :

$$\frac{U_\infty}{U_{loc}} = 1 - \frac{\zeta^2}{a^2} \left(1 - \frac{\chi}{\pi} + \frac{\cos \chi \sin \chi}{\pi} \right) \quad (2.114)$$

L'angle de mouillage est un paramètre prépondérant car plus la surface est mouillante, i.e. plus l'angle χ est grand, plus le rapport $\frac{U_\infty}{U_{loc}}$ est proche de 1.

Duhar et al. [DC01] ont observé que la poussée est la cause du décrochement des bulles dans un écoulement cisailé. En ne considérant que ces deux forces, au moment où la bulle se décroche, les composantes verticales de la force de poussée \mathcal{F}_D et des forces de capillarité \mathcal{F}_S sont égales. Cet équilibre se traduit par la relation :

$$\frac{1}{2} C_D \rho_\ell U_{loc}^2 \mathcal{S} = \mathcal{F}_S \quad (2.115)$$

Le rayon de décrochement de la bulle s'exprime finalement :

$$\zeta_d = \frac{4\pi \sin^2 \chi \gamma_{\ell v}}{C_D \rho_\ell U_{loc}^2 \left(1 - \frac{\chi}{\pi} + \frac{\cos \chi \sin \chi}{\pi} \right)} \quad (2.116)$$

La substitution de U_{loc} (2.114) dans (2.115) permet d'exprimer par un polynôme de degré 4 le rayon de décrochage ζ_d de la bulle en fonction de la vitesse à l'infini U_∞ et de l'angle de mouillage χ .

Le coefficient C_D se calcule, en négligeant les effets de bord, à partir de la relation [LCHR03]:

$$C_D = \frac{24}{\mathcal{R}e_B} \left(1 + 0.15 \mathcal{R}e_B^{0.687} \right) \text{ pour } \mathcal{R}e_B \leq 1000 \quad (2.117)$$

Le nombre de Reynolds associé est défini par :

$$\mathcal{R}e_B = \frac{\rho_\ell \zeta \left(U_\infty - \frac{d\zeta}{dt} \right)}{\mu_\ell} \quad (2.118)$$

2.6.2 Embarquement de la bulle

Duhar et al. [DC01] montrent expérimentalement que les forces significatives s'exerçant sur la bulle après son détachement sont la force d'inertie, égale au produit de la masse ajoutée de la bulle par son accélération, et la force de poussée. Ces deux forces s'opposent et après simplification, le bilan des forces s'exerçant sur la bulle s'écrit :

$$(U_{loc} - U_B)^2 = \frac{4}{3} \zeta \frac{dU_B}{dt} \quad (2.119)$$

Cette formule reste valable si la bulle conserve sa forme sphérique. Le nombre d'Eötvös, noté Eo , qui n'est autre que le nombre de Bond Bd au carré calculé à partir du rayon de la bulle, couplé au nombre de Reynolds (basé sur la vitesse à l'infini), renseigne sur la forme terminale de la bulle : pour un nombre d'Eötvös petit devant l'unité et un nombre de Reynolds inférieur à 1000, la bulle reste sphérique [CGW78].

Avec le choix d'échelles :

- $\zeta = \zeta_d \bar{\zeta}$,
- $U_{loc} - U_B = U_{loc} \bar{U}$,
- $t = \tau_e \bar{t}$,

le bilan (2.119) est rendu sans dimension, afin d'évaluer l'ordre de grandeur du temps de mise en mouvement τ_e de la bulle, tel que :

$$\tau_e = \frac{4}{3} \frac{\zeta_d}{U_{loc}} \quad (2.120)$$

Dans le cas du *R134a* à $T_0 = 293,15K$, avec $a = \zeta_d = 10\mu m$ et $(\delta P) = 5.10^5 Pa$, il vient :

- $U_{loc} = U_{z_0} \approx 96,4 mm.s^{-1}$,
- $Eo \approx 3,4.10^{-5} \ll 1$,
- $\tau_e \approx 1,38.10^{-4} s \gg \mathcal{G}\tau_R$

La bulle conserve donc une forme sphérique jusqu'à ce que son rayon soit égal au rayon du capillaire. Cette phase de la croissance de l'inclusion a lieu sur le site d'activation de la nucléation, voire dans un voisinage très proche du site selon la dimension du capillaire, car le temps caractéristique de mise en mouvement de la bulle est grand devant le temps de croissance.

Une fois que le rayon de la bulle est proche du rayon du capillaire, la bulle prend un aspect de bouchon pour prolonger sa croissance (figure 2.9).

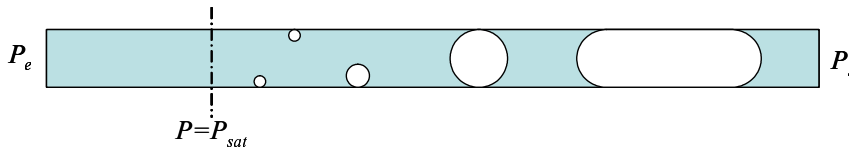


FIG. 2.9 – Formation de bouchons dans un capillaire suite à la formation de bulles par nucléation hétérogène

2.7 Expulsion d'un bouchon de vapeur

Dans le chapitre expérimental, il est mis en évidence que le changement de phase s'amorce par nucléation hétérogène. La phase vapeur prend alors un aspect de bulle sphérique puis un aspect de bouchon lorsque le rayon de la bulle est proche de celui du capillaire.

Avec la diminution du diamètre intérieur des capillaires et l'augmentation de la différence de pression à ses extrémités, la transition entre la forme sphérique et la forme de bouchon se produit dans un voisinage de plus en plus proche du site de nucléation.

A partir de ces observations, les phénomènes associés à l'expulsion d'un bouchon de vapeur sont étudiés afin d'identifier les mécanismes qui contrôlent la croissance.

2.7.1 Présentation du modèle

Un bouchon, de longueur initiale b_0 , composé de vapeur et de gaz non condensable (figure 2.10), est emprisonné dans un capillaire rempli de fluide, au repos.

Le bouchon est constitué de deux interfaces, une en amont, indiquée 1 et l'autre en aval indiquée 2. Elles sont supposées planes et perpendiculaires à la direction de l'écoulement.

L'interface amont, d'abscisse z_i , est la plus proche de l'entrée du capillaire. L'interface aval se situe à l'abscisse $z_i + b$, où b est la longueur du bouchon.

A l'instant t_{0-} , le bouchon, qui est essentiellement composé de gaz non condensable, est en équilibre thermomécanique avec le fluide environnant. L'ensemble du fluide est à la pression P_e et à la température T_0 .

L'analyse phénoménologique du problème stationnaire a montré que le solide ne constitue pas en première approximation une source de chaleur pour le changement de phase. L'étude est donc simplifiée en négligeant le couplage thermique fluide/solide.

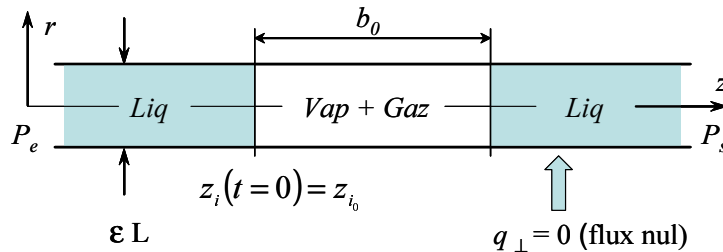


FIG. 2.10 – Expulsion d'un bouchon composé de vapeur et de gaz parfait non condensable par dépression en sortie d'un capillaire

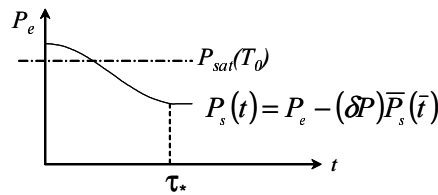


FIG. 2.11 – Evolution temporelle de la pression en sortie du capillaire

A l'instant t_0 , un déséquilibre est créé en agissant sur la pression de sortie P_s , qui chute de façon de sinusoïdale (figure 2.11).

A l'instant $t = \tau_*$, la pression de sortie atteint sa valeur finale $P_s(t > \tau_*)$, qui est égale à $P_e - (\delta P)$. Cette pression est inférieure à la pression de vapeur saturante P_{v0} à la température T_0 de manière à se placer dans une situation de changement de phase liquide-vapeur.

Le temps τ_* est supposé suffisamment grand pour s'affranchir des phénomènes d'ondes et se placer dans une approximation quasistatique. Cette hypothèse se vérifie par les conditions $\tau_* \gg \frac{L}{a_l}$ et $\tau_* \gg \frac{b_0}{a_v}$, où a_l et a_v sont les vitesses du son de la phase liquide et de la phase vapeur. En conséquence, le liquide est supposé incompressible et le comportement du gaz résiduel contenu dans le bouchon obéit à la loi des gaz parfaits.

Sous l'effet de la chute de pression, le liquide est mis en mouvement et entraîne le bouchon vers la sortie du capillaire, à la vitesse débitante u_z . Au cours du cheminement, la taille du bouchon évolue car un changement de phase liquide-vapeur se produit sur ses ménisques amont et aval.

Le changement de phase aux interfaces nécessite un apport d'énergie, et par conséquent, induit la prise en compte des phénomènes de transfert thermique entre le liquide et le bouchon. Ces transferts thermiques ont lieu au sein du liquide, dans une couche limite thermique, notée ι .

Par l'intermédiaire d'une analyse phénoménologique, les phénomènes prépondérants sont identifiés et les échelles inconnues sont évaluées. L'échelle de température (δT) est calculée par la relation de Clapeyron (1.5) à partir de la différence de pression (δP) aux bornes de l'écoulement.

Les principales échelles de variation sont :

- Taille du bouchon : $b(t) = (\delta b) \tilde{b}(\bar{t})$
- Position de l'interface amont : $z_i(t) = z_e + L \bar{z}_i(\bar{t})$
- Epaisseur des couches limites thermiques : $\iota(t) = \iota_0 \tilde{\iota}(\bar{t})$
- Pression dans le liquide : $P_\ell = P_e - (\delta P) \bar{P}_\ell$ avec $(\delta P) = P_e - P_s$
- Pression de sortie : $P_s = P_e - (\delta P) \bar{P}_s(\bar{t})$ avec $\bar{P}_s = \frac{1}{2} [1 - \cos(\frac{\tau}{\tau^*} \bar{t})]$
- Vitesse axiale : $u_\ell = U_{\ell_0} \bar{u}_\ell$
- Température dans le liquide : $T_\ell = T_0 - (\delta T) \bar{T}_\ell(\bar{t})$ avec $(\delta T) = \frac{T_0(\delta P)}{\rho_{v_0} h_{\ell v_0}}$
- Température aux interfaces : $T_i = T_0 - (\delta T) \bar{T}_i(\bar{t})$

Les quantités ρ_ℓ et μ_ℓ sont supposées constantes.

Écoulement dans la phase liquide

En amont et en aval du bouchon, l'écoulement dans la phase liquide vérifie la condition $Re_{\ell^*} \ll 1$ de sorte que la vitesse débitante, d'ordre de grandeur $U_{\ell_0} = \frac{a^2(\delta P)}{8L\mu_\ell}$, est la vitesse significative de l'écoulement, avec $\bar{u}_\ell = \frac{d\bar{P}_\ell}{d\bar{z}}$.

En amont du bouchon, la vitesse est notée \bar{u}_{ℓ_1} . A l'entrée du capillaire, la pression est $\bar{P}_e(\bar{z} = 0) = 0$. Entre les points d'abscisses $\bar{z} = 0$ et $\bar{z} = \bar{z}_i$, l'évolution de la pression dans le liquide est :

$$\bar{P}_\ell = \bar{u}_{\ell_1} \bar{z} \quad (2.121)$$

En aval du bouchon, la vitesse est notée \bar{u}_{ℓ_2} . A la sortie du capillaire, la pression est $\bar{P}_s(\bar{z} = 1) = 1$. Entre les points d'abscisses $\bar{z} = \bar{z}_i + \frac{(\delta b)\tilde{b}}{L}$ et $\bar{z} = \bar{1}$, l'évolution de la pression dans le liquide est :

$$\bar{P}_\ell = \bar{u}_{\ell_2} (\bar{z} - 1) + \bar{P}_s(\bar{t}) \quad (2.122)$$

Équilibre initial du bouchon

A l'instant initial, l'équilibre du bouchon s'écrit :

$$P_{v_0} + P_{g_0} = P_e + \frac{2\gamma_{\ell v}}{a} \quad (2.123)$$

Avec les quantités sans dimension

- $\bar{\gamma} = \frac{2\gamma_{\ell v}}{a(\delta P)}$
- $\bar{P}_{g_0} = \frac{P_{g_0}}{(\delta P)}$
- $(\delta \bar{P}) = \frac{(\delta P)}{P_e}$

l'équation (2.121) est adimensionnée par la différence de pression (δP) . Il vient :

$$\bar{P}_{g_0} = \frac{1}{(\delta \bar{P})} - \bar{P}_{V_0} + \bar{\gamma} \quad (2.124)$$

Pression du gaz parfait non condensable du bouchon

A partir de P_{g_0} , et avec l'hypothèse de gaz parfait, la pression du gaz non condensable contenu dans le bouchon s'exprime à tout instant :

$$\frac{P_g b(t)}{T(t)} = \frac{r_g}{\pi a^2} = \text{constante} \quad (2.125)$$

En supposant que la température $T(t)$ du bouchon est homogène, elle est égale à la température $T_i(t)$ des interfaces. A partir de l'équation (2.125) et des propriétés initiales du bouchon (P_{g_0} , b_0 et T_0), il vient :

$$\bar{P}_g = \bar{P}_{g_0} \frac{b_0}{(\delta b) \tilde{b}(\bar{t})} [1 + (\delta \bar{T}) \bar{T}_i] \quad (2.126)$$

Bilan de masse aux interfaces

Le bilan de masse est écrit sur les interfaces amont et aval afin d'identifier les vitesses \bar{u}_{ℓ_1} et \bar{u}_{ℓ_2} , telles que

$$\bar{u}_{\ell_1} = \frac{d\bar{z}_i}{d\bar{t}} - \frac{1}{2} \frac{\rho_v}{\rho_\ell} \frac{(\delta b)}{L} \frac{d\bar{b}}{d\bar{t}} \quad (2.127)$$

$$\bar{u}_{\ell_2} = \frac{d\bar{z}_i}{d\bar{t}} + \frac{(\delta b)}{L} \frac{d\bar{b}}{d\bar{t}} \left[1 - \frac{3}{2} \frac{\rho_v}{\rho_\ell} \right] \quad (2.128)$$

Pression de la vapeur du bouchon

A partir de la formule de Clapeyron (1.5), la pression de la vapeur $P_{sat}(T_i(t))$ contenue dans le bouchon est exprimée en fonction des données initiales, telle que :

$$P_{sat}(T_i) - P_{sat}(T_0) = \frac{\rho_{v_0} h_{\ell v_0}}{T_0} (T_i - T_0) \quad (2.129)$$

et sous une forme sans dimension :

$$\bar{P}_{v_i} = \bar{P}_{v_0} + \bar{T}_i \quad (2.130)$$

Equilibre du bouchon

A chaque instant t , les pressions aux interfaces du côté liquide $P_\ell(z_i)$ et $P_\ell(z_i + b)$ sont égales. En combinant les différentes équations obtenues, il vient :

$$\bar{P}_\ell(\bar{z}_i) = \bar{P}_\ell\left(\bar{z}_i + \frac{(\delta b)}{L} \bar{b}\right) = \bar{P}_{g_0} \left[1 - \frac{b_0}{(\delta b) \bar{b}} \right] - \bar{T}_i \left[1 + \frac{b_0}{(\delta b) \bar{b}} (\delta \bar{T}) \bar{P}_{g_0} \right] \quad (2.131)$$

Bilan thermique aux interfaces et dans la phase liquide

La démarche est ici identique à celle employée au paragraphe 2.4.

Le transfert de chaleur nécessaire au changement de phase s'effectue dans une couche limite thermique du liquide, d'épaisseur $\iota(t) = \iota_0 \tilde{\iota}(\bar{t})$, avec $\iota_0 = \sqrt{\alpha_\ell \tau_p}$

Dans un repère lié à l'interface amont, l'équation de conservation de la chaleur dans le liquide est :

$$\frac{\partial \tilde{T}_\ell}{\partial \bar{t}} = \frac{\partial^2 \tilde{T}_\ell}{\partial \bar{z}^2} \quad (2.132)$$

Les deux interfaces du bouchon sont le lieu du changement de phase. Il a été établi qu'en première approximation, la totalité du flux de chaleur fourni par le liquide est utilisé lors du changement de phase (pas de dissipations de chaleur dans la phase vapeur).

Par hypothèse, il est supposé que sur chaque interface est produite la même quantité de vapeur, ce qui permet de se limiter à l'écriture du bilan thermique sur l'interface aval, telle que :

$$\frac{2k_\ell (\delta T)}{\rho_{v_0} h_{\ell v_0} \iota_0} \frac{\partial \tilde{T}_\ell}{\partial \bar{z}} = \frac{(\delta b)}{\tau_p} \frac{d\bar{b}}{d\bar{t}} \quad (2.133)$$

Cette relation conduit à la détermination de (δb) , grandeur caractéristique de la taille du bouchon, avec :

$$(\delta b) = L\sqrt{\mathcal{K}} \quad \text{où} \quad \mathcal{K} = \frac{\tau_p}{\tau_{th}} = \frac{8\mu_\ell T_0^2 k_\ell^2 (\delta P)}{a^2 (\rho_{v_0} h_{\ell v_0})^4 \alpha_\ell} \quad (2.134)$$

Le nombre sans dimension \mathcal{K} reflète la rapidité des phénomènes thermiques, de temps caractéristique τ_{th} , devant le temps de passage d'une particule τ_p .

La condition interfaciale (2.133) s'écrit finalement

$$2 \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \bar{z}} = \frac{d\bar{b}}{d\bar{t}} \quad (2.135)$$

Recherche d'une solution semblable

La répartition de température dans le liquide dépend de l'épaisseur de la couche limite thermique, qui se développe en racine de t , et de la température d'interface, également fonction du temps.

Une solution semblable est recherchée en supposant que sur l'épaisseur \tilde{l} , la répartition de température est parabolique :

$$\tilde{T}_\ell(\tilde{z}, \bar{t}) = \bar{T}_i(\bar{t}) \left(\frac{\tilde{z}}{\tilde{l}(\bar{t})} - 1 \right)^2 \quad (2.136)$$

A chaque instant, les conditions aux limites thermiques sur l'épaisseur \tilde{l} sont :

- en $\tilde{z} = 0$, $\tilde{T}_\ell(0, \bar{t}) = \bar{T}_i(\bar{t})$
- en $\tilde{z} = \tilde{l}$, $\tilde{T}_\ell(\tilde{l}, \bar{t}) = 0$

Avec la répartition de température donnée par (2.136) et la condition en $\tilde{z} = \tilde{l}$, en remarquant que

$$\frac{d}{dt} \int_0^{\tilde{l}(\bar{t})} \tilde{T}(\tilde{z}, \bar{t}) d\tilde{z} = \int_0^{\tilde{l}(\bar{t})} \frac{\partial \tilde{T}_\ell}{\partial \bar{t}} d\tilde{z} + \frac{d\tilde{l}(\bar{t})}{d\bar{t}} \tilde{T}[\tilde{z} = \tilde{l}(\bar{t}), \bar{t}] \quad (2.137)$$

il vient :

$$\int_0^{\tilde{l}} \frac{\partial \tilde{T}_\ell}{\partial \bar{t}} d\tilde{z} = \frac{1}{3} \bar{T}_i \frac{d\tilde{l}}{d\bar{t}} + \frac{1}{3} \tilde{l} \frac{d\bar{T}_i}{d\bar{t}} \quad (2.138)$$

L'équation de conservation de la chaleur dans le liquide (2.132) est intégrée par rapport à \tilde{z} entre 0 et \tilde{l} , il vient :

$$\int_0^{\tilde{l}} \frac{\partial \tilde{T}_\ell}{\partial \bar{t}} d\tilde{z} = \left. \frac{\partial \tilde{T}_\ell}{\partial \tilde{z}} \right|_{\tilde{z}=\tilde{l}} - \left. \frac{\partial \tilde{T}_\ell}{\partial \tilde{z}} \right|_{\tilde{z}=0} \quad (2.139)$$

où $\left. \frac{\partial \tilde{T}_\ell}{\partial \tilde{z}} \right|_{\tilde{z}=\tilde{l}} = 0$ et $\left. \frac{\partial \tilde{T}_\ell}{\partial \tilde{z}} \right|_{\tilde{z}=0} = \frac{1}{2} \frac{d\bar{b}}{d\bar{t}}$, donné par (2.135).

En combinant les équations (2.138) et (2.139), il vient :

$$\frac{\bar{T}_i}{3} \frac{d\tilde{l}}{d\bar{t}} + \frac{\tilde{l}}{3} \frac{d\bar{T}_i}{d\bar{t}} = -\frac{1}{2} \frac{d\bar{b}}{d\bar{t}} \quad (2.140)$$

La répartition de température (2.136) est utilisée pour expliciter chaque terme de (2.132). En $\tilde{z} = 0$, il vient :

$$\frac{2\bar{T}_i}{\tilde{l}^2} = \frac{d\bar{T}_i}{d\bar{t}} \quad (2.141)$$

En remarquant que $-\frac{1}{2} \frac{d\bar{b}}{d\bar{t}} = 2 \frac{\bar{T}_i}{\tilde{l}}$, les évolutions temporelles de la température d'interface et de l'épaisseur de la couche limite thermique s'expriment respectivement :

$$\tilde{l} = 2\sqrt{2\bar{t}} \quad (2.142)$$

$$\bar{T}_i = -\sqrt{\frac{\bar{t}}{2}} \frac{d\bar{b}}{d\bar{t}} \quad (2.143)$$

L'évolution de la température aux interfaces (2.143) est insérée dans l'équation (2.131) qui, une fois combinée avec les équations (2.121), (2.122) (2.127) et (2.128) permet d'obtenir le système différentiel :

$$\frac{d\bar{b}}{d\bar{t}} = \frac{A_4 + A_1 A_3}{1 + A_2 A_3} \quad (2.144)$$

$$\frac{d\tilde{z}_i}{d\bar{t}} = A_1 - \frac{A_2 (A_4 + A_1 A_3)}{1 + A_2 A_3} \quad (2.145)$$

Les termes A_1 à A_4 s'écrivent :

$$A_1 = \frac{\bar{P}_{g0}}{\bar{z}_i} \left[1 - \frac{b_0}{(\delta b) \tilde{b}} \right]$$

$$A_2 = \frac{\sqrt{\bar{t}}}{\sqrt{2} \bar{z}_i} \left[1 + \frac{b_0 (\delta T) \bar{P}_{g0}}{(\delta b) \tilde{b}} \right]$$

$$A_3 = \frac{\tilde{b} - \frac{L}{(\delta b)}}{\left[1 - \frac{3}{2} \frac{\rho_v}{\rho_\ell} \right] \left[\bar{z}_i + \frac{(\delta b) \tilde{b}}{L} - 1 \right]}$$

$$A_4 = \frac{\bar{P}_s(\bar{t})}{\frac{(\delta b)}{L} \left[1 - \frac{3}{2} \frac{\rho_v}{\rho_\ell} \right] \left[\bar{z}_i + \frac{(\delta b) \tilde{b}}{L} - 1 \right]}$$

Un algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4 est employé pour résoudre le système différentiel composé des équations (2.144) et (2.145).

2.7.2 Résultats

Le paramètre Ω est introduit. Il est égal au rapport entre les temps caractéristiques τ_p et τ_* , et traduit le comportement de la pression de sortie : plus Ω est grand devant l'unité, plus la pression de sortie atteint rapidement sa valeur finale. Les figures (2.12) et (2.13) donnent l'évolution au cours du temps des grandeurs caractéristiques associées à l'expulsion d'un bouchon de vapeur, de longueur initiale $2a$, pour différentes valeurs du paramètre Ω .

À l'instant initial, l'interface amont du bouchon se situe au centre du capillaire, soit : $\bar{z}_{i0} = 0,5$. Le calcul prend fin lorsque l'interface aval gagne la sortie du capillaire, c'est à dire lorsque la condition $\bar{z}_i + \frac{(\delta b)}{L} \tilde{b} = 1$ est vérifiée.

Les données numériques employées pour le calcul sont celles de l'expérimentation. Les couches limites thermiques, qui sont une fonction du temps à la puissance $\frac{1}{2}$, ont une épaisseur caractéristique ι_0 de l'ordre de $386 \mu m$.

La figure (2.12) présente l'évolution de la taille du bouchon \tilde{b} en fonction de \bar{t} . En abscisse, le temps est adimensionné par le temps de passage $\tau_p = 3,11s$. En ordonnée, la taille du bouchon est adimensionnée par l'échelle de variation (δb) , qui est ici égale à $3,87mm$ ($\mathcal{K} \approx 1,66 \cdot 10^{-4}$).

Avec l'augmentation de la valeur du nombre Ω , pour une même différence de pression aux extrémités du capillaire, la valeur finale de la longueur du bouchon augmente et ce dernier atteint plus rapidement la sortie du capillaire. Cette constatation n'a rien de surprenant car le bouchon est entraîné plus rapidement vers la sortie où il se trouve plus tôt à des niveaux de pression proche de P_s .

Lorsque la pression de sortie atteint sa valeur finale, i.e. lorsque $\bar{t} = \frac{\pi}{\Omega}$ et $\bar{P}_s = 1$, la croissance du bouchon est linéaire. Cependant, la vitesse de croissance du bouchon, représentée par la pente de la fonction $\tilde{b} = f(\bar{t})$, est accrue avec l'augmentation de Ω .

À différence de pression $P_e - P_s$ imposée, la vitesse de croissance du bouchon est donc influencée par le temps nécessaire à la pression de sortie pour atteindre sa valeur finale.

L'évolution de la position \bar{z}_i de l'interface arrière est présentée sur la figure (2.13a). Cette interface est simplement poussée à la vitesse débitante du liquide, d'où son comportement linéaire, lorsque $\bar{t} \geq \frac{\pi}{\Omega}$.

La température aux interfaces évolue linéairement avec le temps, une fois que la pression de sortie est constante (figure 2.13b). La valeur finale de la température est imposée par la différence de pression $P_e - P_s$ et ne dépend pas du paramètre Ω .

La longueur finale du bouchon est en proportion petite devant la longueur du capillaire, mais grande devant sa longueur initiale. Par conséquent, si plusieurs bouchons sont formés avant que le premier n'est atteint la sortie du capillaire, la longueur finale de "vapeur" présente dans le capillaire peut devenir non négligeable devant la longueur de liquide et modifier notablement la valeur du débit volumique.

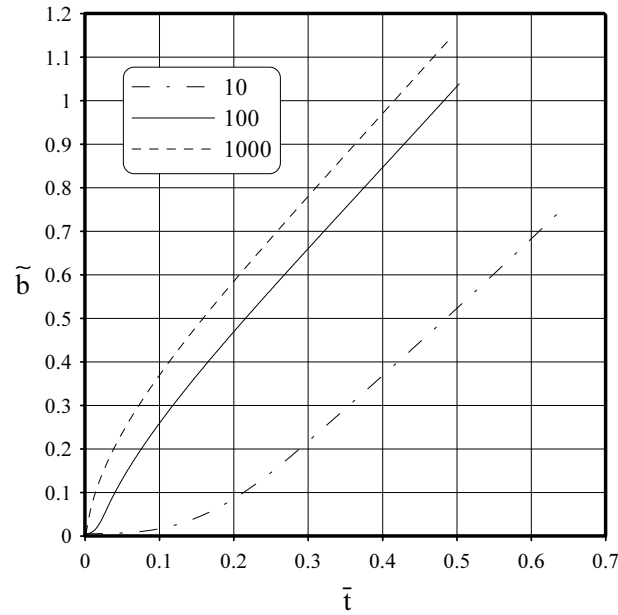


FIG. 2.12 – Evolution temporelle pour différentes valeurs du paramètre Ω de la longueur d'un bouchon de vapeur de taille et d'abscisse initiales $b_0 = 2a$ et $\bar{z}_i = 0,5$, dans un capillaire adiabatique de rayon $a = 20\mu\text{m}$ avec $P_e - P_s = 0,5\text{MPa}$. Echelles : $\tau_p = 3,11\text{s}$; $(\delta b) = 3,87\text{mm}$

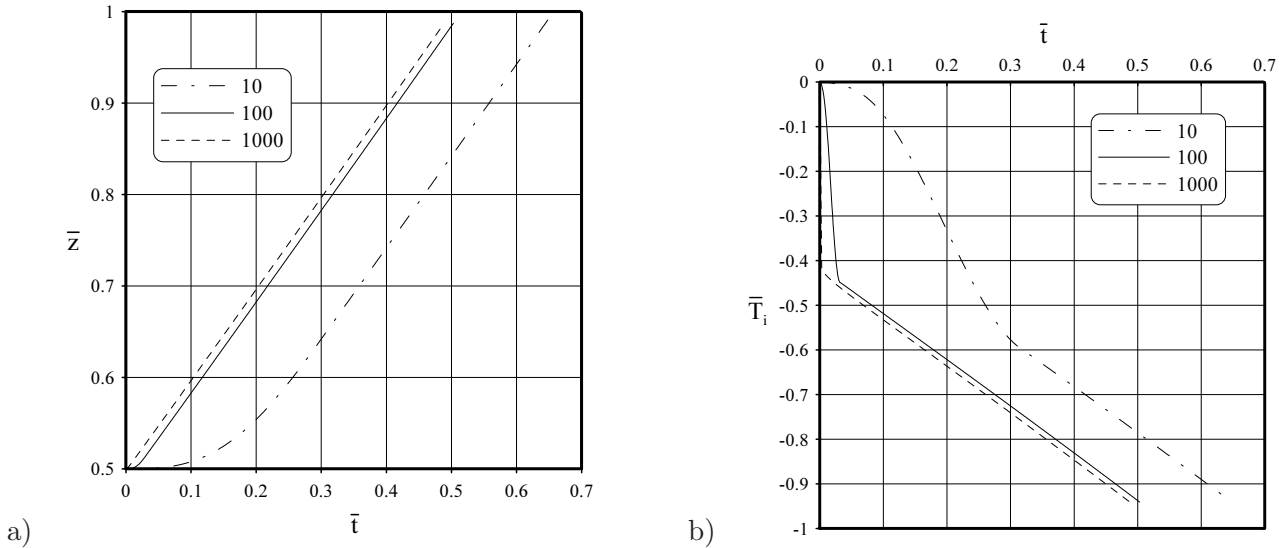


FIG. 2.13 – Evolution temporelle pour différentes valeurs du paramètre Ω a) de la position de l'interface amont et b) de la température aux interfaces d'un bouchon de vapeur de taille et d'abscisse initiales $b_0 = 2a\mu\text{m}$ et $\bar{z}_i = 0,5$, dans un capillaire adiabatique de rayon $a = 20\mu\text{m}$ avec $P_e - P_s = 0,5\text{MPa}$. Echelles : $\tau_p = 3,11\text{s}$; $L = 0,3\text{m}$; $(\delta T) = 29\text{K}$

2.8 Conclusion

L'analyse phénoménologique des équations de la dynamique dans la phase liquide a débouché sur un nombre de Reynolds modifié qui permet de déterminer les conditions à vérifier sur les données pour que l'écoulement soit dominé par les effets visqueux. Ce nombre sans dimension sera employé lors du dimensionnement du dispositif expérimental.

L'étude des équations thermiques et interfaciales a montré qu'il n'existe pas, pour un écoulement avec changement de phase liquide-vapeur dans un capillaire diabatique, un front unique séparant un écoulement amont en phase liquide et un écoulement aval en phase vapeur. Cela s'explique par le fait que le transport de la chaleur nécessaire au changement de phase ne s'effectue que sur une épaisseur de liquide très petite devant la longueur du capillaire. Même si à l'échelle de l'écoulement le solide représente une source infinie de chaleur, le temps nécessaire pour apporter cette chaleur est grand devant le temps de passage d'une particule fluide. Le liquide n'est alors que partiellement transformé en vapeur lorsqu'il atteint la sortie de l'écoulement.

Ce résultat est étayé en considérant un front instationnaire de vaporisation : l'avance du front vers la sortie est linéaire en t et la régression, en raison de l'évaporation, évolue en \sqrt{t} . Finalement, le liquide sort dans un état surchauffé, avec $P_s < P_{sat}$. Le changement de phase s'opérera donc préférentiellement par nucléation hétérogène, soit par croissance de micro bulles dues à des impuretés convectées par l'écoulement, soit par croissance de germes au niveau des micro rugosités de parois.

A l'aide d'une analyse phénoménologique, l'importance relative des phénomènes thermiques et dynamiques, dans le contrôle de la croissance des bulles de nucléation, a été caractérisée par un paramètre sans dimension. Nous prévoyons ainsi que le phénomène thermique contrôlera la croissance des bulles dans notre dispositif expérimental.

Le temps caractéristique de croissance d'une bulle étant très petit devant le temps de passage d'une particule fluide, le rayon de la bulle est, au voisinage du site de nucléation, du même ordre de grandeur que le rayon du capillaire. Alors, pour poursuivre sa croissance, la bulle s'allonge et prend un aspect de bouchon qui est entraîné vers la sortie de l'écoulement par le fluide débitant. Nous montrons que la taille du bouchon de vapeur évolue linéairement avec le temps. Ce résultat pourra être comparé aux résultats obtenus avec le dispositif expérimental qui va être présenté.

Chapitre 3

Réalisation du dispositif d'essai

Ce chapitre est consacré au dimensionnement, à la définition, et à la réalisation du dispositif expérimental destiné à l'étude des phénomènes associés au changement de phase liquide-vapeur dans un tube capillaire micrométrique simulant une étanchéité statique.

Après avoir défini les objectifs des essais, les étapes du dimensionnement du dispositif sont présentées et les composants sélectionnés sont décrits.

Enfin, les étapes du protocole d'essai mis en place sont détaillées.

3.1 Objectifs du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental doit fournir des résultats quantitatifs et qualitatifs.

Qualitativement, il est envisagé d'identifier le ou les mécanismes initiateurs du changement de phase : soit par nucléation et croissance ultérieure des inclusions gazeuses, soit par la formation d'un front abrupt séparant une phase liquide amont d'une phase gazeuse aval. Pour atteindre cet objectif, la visualisation par vidéo normale ou rapide est le moyen le plus approprié. Les visualisations doivent permettre d'accéder également à des résultats quantitatifs tels que les temps caractéristiques de croissance des bulles, lorsqu'elles existent, et l'étendue des régimes d'écoulements dans les capillaires.

Quantitativement, il est souhaité de mesurer le débit de fuite avec et sans changement de phase, en fonction du degré de confinement et des conditions de fonctionnement.

3.2 Choix et dimensionnement du dispositif expérimental

Le dimensionnement du dispositif comporte deux étapes majeures :

- le choix d'un couple fluide/section d'essai,
- le choix des composants hydrauliques et des instruments de mesure.

3.2.1 Paramètres d'étanchéité statique

En étanchéité statique, le chemin de fuite est constitué d'un réseau de pores interconnectés, résultant du contact entre deux surfaces rugueuses. Les dimensions caractéristiques du chemin de fuite sont : la taille des interstices, de l'ordre du micromètre et la distance parcourue par le fluide, de l'ordre de quelques dizaines de millimètres. Le rapport entre ces deux longueurs est introduit sous la forme du nombre sans dimension, noté ε , très petit devant l'unité.

Sous l'effet de la différence de pression entre le milieu à étancher et le milieu extérieur, le fluide pénètre dans le réseau de cavités. Au cours de son cheminement, le fluide est soumis à des niveaux de pression de plus en plus bas, pouvant être inférieurs à sa pression de saturation P_{sat} , correspondant à la température d'utilisation. Le fluide est alors susceptible de passer de l'état liquide à l'état vapeur.

Le dispositif expérimental doit permettre l'observation et la caractérisation de la phénoménologie du changement de phase liquide-vapeur dans des conditions similaires à celles décrites dans l'étude

phénoménologique. La démarche de conception doit intégrer au mieux l'ensemble de ces conditions pour que les essais réalisés avec le dispositif soient représentatifs du problème d'étanchéité.

Dans le cas réel, les fluides concernés sont de l'eau chaude pressurisée et de l'hydrogène liquide. En se donnant un diamètre hydraulique du chemin de fuite de $0,5\mu\text{m}$ et une longueur de 1mm , les valeurs du nombre de Reynolds modifié $\mathcal{R}e_{\ell*} = \frac{\rho_{\ell} a^4 (\delta P)}{8\mu_{\ell}^2 L^2}$ correspondant à ces deux fluides sont présentées ci-dessous.

	H_2O	H_2
$T(K)$	573	30,6
$P_{sat}(MPa)$	8,5698	0,9
$(\delta P)(MPa)$	15	10
$\rho_{\ell}(kg.m^{-3})$	857,6	52
$\mu_{\ell}(Pa.s)$	$8,6.10^{-5}$	6.10^{-6}
$\mathcal{R}e_{\ell*}$	$8,5.10^{-4}$	$7,05.10^{-3}$

TAB. 3.1 – Valeurs du nombre $\mathcal{R}e_{\ell*}$ pour des fluides significatifs du problème d'étanchéité

Le couple fluide-capillaire sélectionné doit donc vérifier la condition $\mathcal{R}e_{\ell*} \ll 1$ pour reproduire de façon représentative les conditions d'écoulement intervenant dans les étanchéités statiques étudiées. Cela concerne les écoulements dominés par les phénomènes visqueux, sans effet d'inertie.

3.2.2 Choix du couple fluide-chemin de fuite

Dans l'étude phénoménologique effectuée au chapitre 2, le chemin de fuite a volontairement été assimilé à un canal de section droite circulaire afin de concentrer l'effort de modélisation sur le phénomène de changement de phase. Dès lors, la comparaison entre les ordres de grandeur calculés et ceux issus des expérimentations suggère que le chemin de fuite expérimental soit également un canal circulaire.

Le nombre de Reynolds modifié $\mathcal{R}e_{\ell*}$ faisant intervenir à la fois les propriétés du fluide, les dimensions de la section d'essai et la différence de pression aux extrémités de celle-ci, le dimensionnement du dispositif débute nécessairement par le choix d'un fluide et des dimensions du capillaire.

Choix du chemin de fuite expérimental

A ce stade, il reste à choisir le diamètre, la longueur et la nature du matériau qui compose la section d'essai.

Les capillaires sélectionnés doivent vérifier les principaux critères de sélection suivants:

- un rayon intérieur a de l'ordre d'une dizaine de micromètres et une longueur L de quelques centaines de millimètres, tels que $\varepsilon = a/L \ll 1$,
- un matériau transparent ou translucide pour autoriser la visualisation
- un matériau compatible avec le fluide,
- une épaisseur suffisante pour supporter la différence de pression entre l'intérieur du capillaire et le milieu ambiant.

Le choix s'est porté sur des capillaires calibrés en verre, de longueurs 300mm , de diamètres extérieurs $4,5\text{mm}$ et de diamètres intérieurs 20, 40, 50 et $60\mu\text{m}$.

Choix du fluide

Les paramètres intervenant dans le choix du fluide sont :

- ses propriétés thermodynamiques (pression et température de saturation),

- ses propriétés physiques et optiques (viscosité, transparence),
- les risques éventuels, pour l'utilisateur et l'environnement, associés à sa manipulation.

Le premier critère pris en compte lors du choix du fluide est le couple pression-température de saturation. En effet, les propriétés thermodynamiques du fluide conditionnent directement le choix des autres composants du dispositif. Comme le changement de phase est provoqué par une diminution de la pression locale, sans apport de chaleur supplémentaire, le plus simple est de sélectionner un fluide dont la pression de saturation à température ambiante est du même ordre de grandeur que la pression atmosphérique. La température de référence est donc celle de l'ambient pour conserver des conditions thermiques stables sans avoir à maîtriser la température de l'ensemble des constituants. La mise en oeuvre et l'exploitation du dispositif est ainsi simplifiée.

L'eau, dont la pression de saturation est de 2339Pa à $293,15\text{K}$, a été initialement envisagée, mais elle n'a pas été sélectionnée. En effet, diminuer la pression absolue en sortie du capillaire en dessous de 2339Pa n'est pas chose simple et, en outre, l'écart de pression maximum serait alors très faible entre la section du capillaire où règne la pression de saturation et la sortie de celui-ci.

Il est donc préférable d'utiliser un fluide dont la pression de saturation est plus élevée que la pression atmosphérique.

Après l'examen de différents fluides, le choix s'est porté sur un fluide d'utilisation courante : un fluide frigorigène, le *R134a* (ou tétrafluoroéthane), dont la masse volumique et la viscosité dynamique à température ambiante ($293,15\text{K}$) sont $\rho_\ell = 1226\text{kg.m}^{-3}$ et $\mu_\ell = 2,16.10^{-4}\text{Pa.s}$.

Compte tenu des choix effectués, un calcul est proposé ci-dessous pour vérifier si le couple capillaire/fluide retenu vérifie la condition $\mathcal{R}e_{\ell*} \ll 1$. La valeur du débit massique correspondant est également indiquée.

$$\begin{array}{l}
 L = 0,3\text{ m} \\
 (\delta P) = 5.10^5\text{ Pa}
 \end{array}
 \left. \vphantom{\begin{array}{l} L \\ (\delta P) \end{array}} \right\}
 \begin{array}{l}
 \text{pour } a = 1.10^{-5}\text{ m} \quad \mathcal{R}e_{\ell*} \approx 1,9.10^{-4} \quad \text{et} \quad Q_{m_\ell} \approx 133\text{mg.h}^{-1} \\
 \text{pour } a = 3.10^{-5}\text{ m} \quad \mathcal{R}e_{\ell*} \approx 1,4.10^{-2} \quad \text{et} \quad Q_{m_\ell} \approx 10832\text{mg.h}^{-1}
 \end{array}$$

Le choix du fluide et des capillaires semble cohérent : la condition $\mathcal{R}e_{\ell*} \ll 1$ est toujours satisfaite, même pour le capillaire de plus grand diamètre, car 0,01 reste petit devant l'unité.

Le *R134a* est un gaz liquéfié qui ne favorise pas l'effet de serre. Il n'est pas dangereux pour l'être humain, et ses propriétés physiques et thermodynamiques sont connues.

A température ambiante, sa pression de saturation est de $0,571\text{MPa}$. Les éléments sensibles du dispositif, tels que les réservoirs, les raccords souples et le débitmètre sont alors sélectionnés ou dimensionnés pour supporter des pressions supérieures à 1MPa .

3.2.3 Instrumentation

Le choix de l'instrumentation porte sur la visualisation, la mesure de pression et la mesure de débit.

L'échelle micrométrique du diamètre hydraulique de la section d'essai ne permet pas d'incorporer, à intervalles réguliers du capillaire, des prises de pression ou des capteurs de température. Par conséquent, ces mesures ne sont possibles qu'aux extrémités du chemin de fuite, sous forme de conditions aux limites.

La micro PIV (Particule Image Velocimetry) [SWM⁺98][MWS99] est une technique récente qui autorise l'accès aux vecteurs vitesse de l'écoulement et par conséquent à la mesure du débit. Outre un appareillage lourd et coûteux, cette technique nécessite d'ensemencer l'écoulement avec des nanobilles, d'un diamètre de 700nm , qui constitueraient des sites de nucléation. Cette technique ne peut donc pas être employée dans notre dispositif.

La visualisation reste le seul moyen de comprendre la phénoménologie du changement de phase liquide-vapeur à l'échelle micrométrique.

La visualisation

Le but principal de la visualisation est l'identification des phénomènes inhérents à la vaporisation à l'échelle micrométrique.

Le dispositif de visualisation (figure 3.1) comporte une caméra, un microscope, un objectif (grossissements $\times 4$ et $\times 10$) et une source lumineuse, le tout se trouvant sur une table à déplacement de précision. L'ensemble est ainsi mobile par rapport au capillaire, qui se situe entre la source lumineuse et l'objectif.

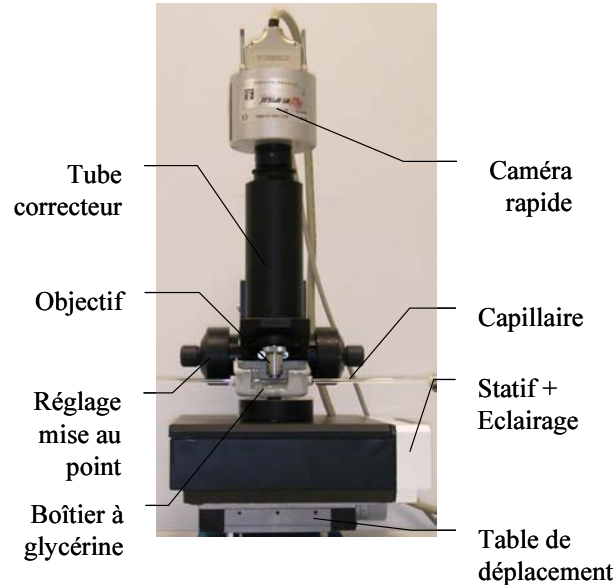


FIG. 3.1 – Ensemble Caméra, Microscope, Eclairage, Déplacement horizontal

La caméra rapide

Dans l'étude phénoménologique, le temps caractéristique de grossissement d'une bulle de vapeur, dont la croissance est dominée par les phénomènes thermiques, est estimé à $2.10^{-5} s$. Le Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques dispose d'une caméra rapide, que nous avons utilisé, et dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau (3.2).

Comme le montre la figure (3.2), la proportion longueur sur largeur des images de la caméra rapide est idéale car elle autorise la visualisation d'une grande longueur du capillaire sans qu'une partie importante de l'image ne soit rognée.

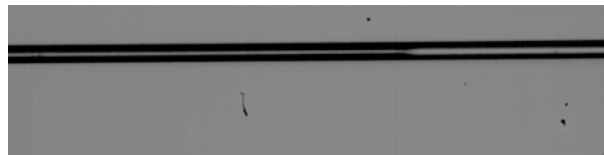


FIG. 3.2 – Capillaire de diamètre intérieur $20\mu m$. Taille de l'image : $1024(H) \times 256(V)$ Fps : 980 Temps d'obturation $200\mu s$

En sélectionnant le réglage du temps d'obturation (tableau 3.2), la qualité des images est améliorée, mais la fréquence d'acquisition est divisée par deux.

Les prises de vue avec une camera vidéo rapide permettent d'observer l'évolution temporelle de la position de la même interface liquide-vapeur en fonction du temps, mais la qualité des images est

Taille des images : $1024 (H) \times 256 (V)$
Réglage du temps d'exposition (\geq à $0,5ms$) \Rightarrow Fréquence de prise de vue à 1828 fps
Réglage du temps d'obturation (\leq à $402\mu s$) \Rightarrow Fréquence de prise de vue à 913 fps

TAB. 3.2 – Caractéristiques de la caméra rapide

médiocre.

Il est important de noter que plus le temps d'obturation est petit, plus la source de lumière délivrée doit être intense si la caméra ne dispose pas d'une compensation automatique de l'éclairage, ce qui est le cas. Par conséquent, la chaleur dissipée par la source lumineuse, qui se trouve à proximité du capillaire, doit être maîtrisée afin de ne pas modifier la phénoménologie de la vaporisation.

Le microscope

Le microscope comprend :

- un statif,
- un illuminateur épiscopique,
- un bloc à mouvement vertical,
- un tube droit vidéo avec monture C.

Les objectifs de grossissement

Le choix des objectifs n'est pas uniquement basé sur leur grossissement mais également sur leur distance focale. En effet, la distance focale des objectifs employés doit être supérieure à $2,25mm$, distance correspondant à la moitié du diamètre extérieur des capillaires.

La webcam

Pour des essais de mise au point et pour ne pas immobiliser complètement la caméra rapide, le dispositif a également été exploité en utilisant une webcam [Philips, PCVC 750K].

Cet outil est moins performant que la caméra rapide, car la résolution des images est de $640 (H) \times 480 (V)$ et la fréquence d'acquisition maximale est de 30 images par secondes. Cependant, son coût est très raisonnable et ses fonctionnalités sont très évoluées : la fréquence d'obturation est de $2500Hz$ et la compensation en éclairage est très performante. La webcam fournit donc des prises de vue exploitables.

La camera "webcam" autorise des prises de vue de meilleure qualité au détriment de la fréquence d'acquisition. Toutefois, en compilant des images obtenues pour différents événements à des instants différents, il est possible d'établir l'évolution de la position des interfaces par rapport à un repère fixe, généralement adopté comme la position d'apparition de la nucléation.

Le phénomène de réfraction

Un dernier paramètre fondamental de la visualisation est le phénomène de réfraction. Avant d'atteindre l'objectif, un rayon lumineux issu de l'éclairage traverse des milieux dont les indices de réfraction n (tableau 3.3) sont différents.

La section circulaire du capillaire et les différences d'indice de réfraction des milieux traversés par la lumière génèrent une image déformée. Ces effets sont réduits en immergeant la zone observée du capillaire dans un réservoir (figure 3.3) contenant de la glycérine, dont l'indice de réfraction ($n=1,47$) est très voisin de celui du verre, ce qui améliore la qualité des prises de vue.

Milieu	Indice de réfraction
air	1,0
verre	1,485
<i>R134a</i> liquide à 293,15K	1,2235
<i>R134a</i> vapeur à 293,15K	1,0043

TAB. 3.3 – Indices de réfraction des différents milieux traversés par un faisceau lumineux

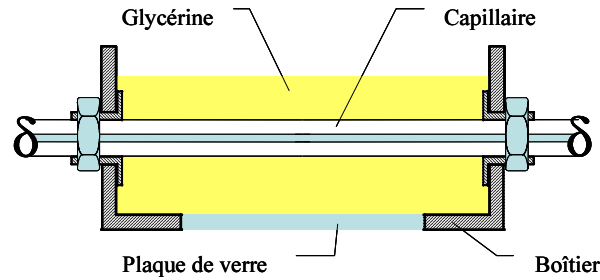


FIG. 3.3 – Vue en coupe du réservoir coulissant le long du capillaire

3.2.4 Les autres composants

Les propriétés thermodynamiques du fluide conditionnent les niveaux de pression en amont et en aval de la section d'essai : les différents composants doivent résister à un niveau de pression supérieure à la pression de saturation du *R134a*. Il faut également assurer le lien entre les parties macroscopiques et microscopiques du dispositif.

Capteurs de pression

Compte tenu des dimensions caractéristiques des diamètres de capillaire, il nous a paru impossible d'insérer des prises de pression le long de l'écoulement. Aussi, les seules pressions accessibles sont celles à l'entrée et à la sortie de l'écoulement. Les capteurs de pression absolue [AMR, FDA612L5A SB 0000R] utilisés autorisent 10 mesures de pression par seconde et indiquent la température de saturation du *R134a* correspondant à la pression mesurée. Cette indication permet ainsi de connaître le degré de sous refroidissement à l'entrée du capillaire et le degré de surchauffe à la sortie. La précision de mesure est de $\pm 1\%$ pleine échelle, et la gamme de mesure va de 0 à 1MPa.

Débitmètres

Le débitmètre sélectionné est un débitmètre massique thermique pour liquide de la société Instrutec (figure 3.4). Il est spécialement calibré pour le *R134a* et mesure des débits compris entre 0,0 et $0,33g \cdot h^{-1}$ avec un précision de mesure de $\pm 2\%$. Le débitmètre n'est utilisé qu'avec le capillaire de rayon intérieur $20\mu m$, car pour les capillaires dont les rayons intérieurs sont plus grands la valeur maximale de mesure est trop faible. Le fonctionnement correct du débitmètre est assuré à condition que le fluide soit en phase liquide. Par conséquent, avec du *R134a* à 293,15K, le fabricant préconise une utilisation à une pression de l'ordre de 0,7MPa. Le principe de mesure du débitmètre massique thermique est le suivant : le fluide circule dans un capillaire en acier inoxydable de diamètre intérieur 0,5mm, au centre duquel se trouve un élément chauffant qui permet d'élever la température du fluide, de l'ordre du 1K par rapport à sa température initiale. Selon le fluide employé, une constante d'étalonnage est déterminée. Cette dernière relie le débit massique Q_{me} à la différence de température (δT), qui est relevée en deux points de mesure situés de part et d'autre de l'élément chauffant.

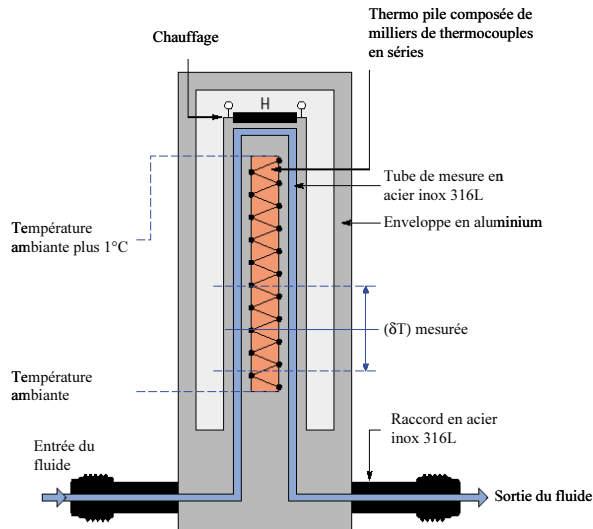


FIG. 3.4 – Débitmètre thermique

Un débitmètre volumique de type rotamètre a également été utilisé. Le principe de mesure est simple : le fluide circule dans un conduit vertical conique, de bas en haut, du petit diamètre vers le grand. À l'intérieur du cône, un flotteur sphérique s'oppose au passage du fluide et l'écoulement prend place entre le cône et le flotteur. Lorsque la pesanteur équilibre les forces de poussée, le flotteur se stabilise. L'altitude du flotteur détermine le débit. Le tube du rotamètre, qui est gradué sans unité, doit être étalonné pour un fluide donné et la valeur du débit s'obtient via une table de correspondance. Le tube utilisé est à échelle linéaire (figure 3.5), avec un flotteur en saphir. Le fabricant annonce une précision de mesure de $\pm 2\%$, soit $\frac{(\Delta Q_{volg})}{Q_{volg}} = 0,04$.

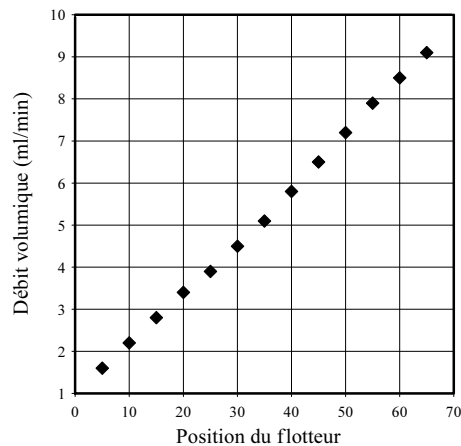


FIG. 3.5 – Représentation graphique de la table de correspondance lecture-débit du tube du rotamètre pour de l'air

Liaisons débitmètre / mesure de pression / capillaire

À la sortie du débitmètre massique (figure 3.6), la pression amont est mesurée dans un connecteur en T. Ce dernier est raccordé à une vanne à boisseau sphérique, isolant le circuit hydraulique amont de la section d'essai. En aval de la vanne, un raccord à embout pour tube flexible s'introduit dans un manchon souple, collé au capillaire.

En aval du capillaire, l'enchaînement des raccords est quelque peu différent, mais le même principe de raccordement est employé entre le capillaire, le manchon souple, le système de mesure et le réservoir de sortie.

Le volume de fluide contenu dans le capillaire est très petit devant le volume de fluide contenu dans les circuits hydrauliques amont et aval. Ceci permet de supposer que la vitesse du fluide est pratiquement nulle ou tout au moins négligeable par rapport à celle dans le capillaire, là où la pression est mesurée. Cependant, à cause des volumes morts hors capillaire, le temps nécessaire à l'établissement de l'équilibre des pressions amont et aval (et donc de remplissage complet par le fluide en phase liquide des volumes) est très grand.

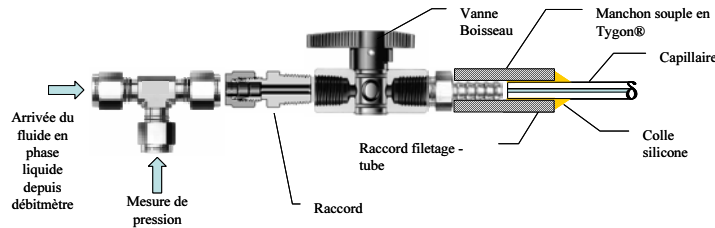


FIG. 3.6 – Liaison débitmètre - capillaire

Le thermocouple

Un thermocouple de diamètre extérieur 0,5 mm mesure la température du fluide à la sortie du capillaire lorsque celui-ci débouche directement dans le milieu ambiant. L'extrémité du thermocouple est placée face à la section de sortie, sur l'axe du capillaire.

Les réservoirs

Les deux réservoirs sont fabriqués dans un matériau transparent. Cette propriété visuelle est surtout utile pour le réservoir amont : d'une part elle permet de s'assurer que le R134a est bien transféré en phase liquide et d'autre part elle évite la mesure du niveau de liquide. Le volume des réservoirs, de l'ordre de 500ml, est grand devant le volume de liquide circulant dans le circuit hydraulique pour assurer des temps de manipulation confortables sans avoir à réguler en continu les pressions aux extrémités du capillaire.

3.3 Présentation générale du dispositif expérimental

Une vue d'ensemble du dispositif expérimental est présentée figure (3.7).

La section d'essai est un capillaire en verre, relié à deux réservoirs, l'un en amont et l'autre en aval, par une succession de raccords et de vannes.

Dans des conditions nominales d'essai, le réservoir amont contient le R134a en phase liquide, à une pression supérieure à sa pression de saturation à température ambiante. Entre ce réservoir et le capillaire, le fluide passe au travers d'un filtre de $0,5\mu m$, du débitmètre massique et d'un raccord en T sur lequel est connecté l'un des deux capteurs de pression.

La sortie du capillaire peut être raccordée à un réservoir fermé dont la pression est régulée, ou bien elle peut déboucher directement dans l'atmosphère du laboratoire. Cette dernière solution est adoptée pour visualiser directement les phénomènes à la sortie du capillaire.

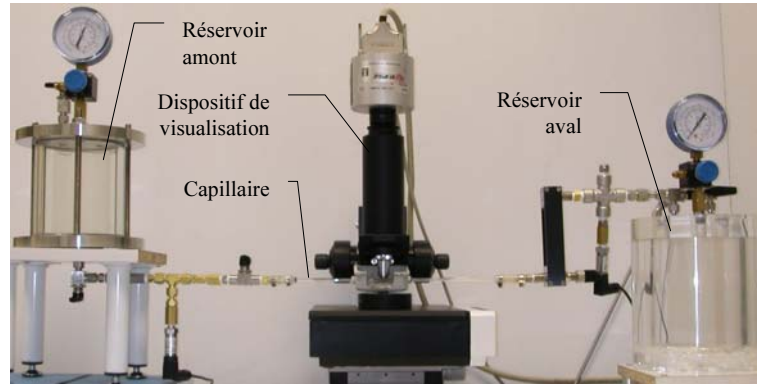


FIG. 3.7 – Vue d'ensemble du dispositif expérimental

3.4 Estimation du diamètre intérieur des capillaires

Cette calibration a été effectuée en utilisant un fluide compressible. Elle a pour objectif l'estimation du diamètre moyen du capillaire : la valeur du débit expérimental mesuré est comparée à la valeur du débit théorique pour le diamètre annoncé par le fabricant.

Le débit volumique Q_{vol_g} , à la sortie d'un capillaire de rayon intérieur a et de longueur L , où circule un fluide compressible en régime laminaire isotherme, dominé par les effets visqueux, s'exprime en négligeant les longueurs d'établissement :

$$Q_{vol_g} = \frac{\pi a^4 (P_e^2 - P_s^2)}{16\mu_g L P_s} \quad (3.1)$$

où P_e et P_s sont les pressions d'entrée et de sortie.

L'estimation du diamètre intérieur s'obtient en mesurant le débit volumique Q_{vol_g} à la sortie du capillaire. Le fluide employé est de l'air, qui s'écoule sous l'effet d'une différence de pression imposée aux extrémités du capillaire. Connaissant les valeurs de P_e , P_s , L , Q_{vol_g} et μ_g , on accède à la valeur de a au moyen de la formule (3.1).

La précision des valeurs de a , issues des expérimentations, est estimée par un calcul d'erreur sur l'expression (3.1) de Q_g :

$$4 \frac{(\Delta a)}{a} = \frac{(\Delta Q_{vol_g})}{Q_{vol_g}} + \frac{1}{P_e^2 - P_s^2} \left[2P_e (\Delta P_e) + \frac{P_e^2 + P_s^2}{P_s} (\Delta P_s) \right] + \frac{(\Delta L)}{L} + \frac{(\Delta \mu_g)}{\mu_g} \quad (3.2)$$

Les mesures ont été effectuées à température ambiante ($T_0 = 293,15K$) pour les capillaires de diamètres intérieurs 50 et 60 μm , de longueur $L = 0,3m^{\pm 0,001}$, la pression de sortie étant fixée à $P_s = 0,1013MPa$. A cette température, la viscosité de l'air est de $\mu_g = 18,5^{\pm 2}\mu Pa.s$.

Le résultat des mesures pour les deux capillaires est présenté sur la figure (3.8), sous forme de nuage de points, en fonction de la différence de pression (δP) appliquée.

En prenant une incertitude absolue de 5.10³Pa sur la différence de pression, la valeur expérimentale de a est donnée avec une incertitude maximale calculée, de $\pm 1,7\mu m$ pour $a = 30\mu m$ et de $\pm 1,3\mu m$ pour $a = 25\mu m$.

Le calcul de la moyenne et de l'écart type associés à chaque nuage de point est présenté dans le tableau (3.4). La largeur de la bande située entre la limite inférieure et la limite supérieure correspond à trois fois l'écart type. Les points situés en dehors de cette bande ne sont pas considérés comme étant représentatifs de la mesure et sont exclus de l'analyse.

Une fois ces points supprimés, les rayons moyens calculés sont de 24,14 μm et de 29,63 μm et les écarts type sont de 0,29 μm et de 0,47 μm . Cette technique de mesure donne finalement une bonne approximation du rayon moyen des capillaires.

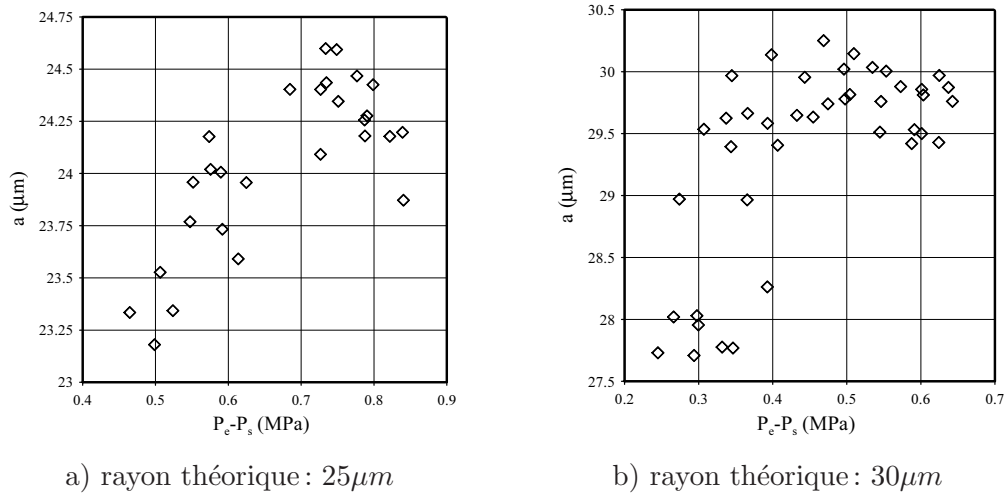


FIG. 3.8 – Valeurs expérimentales des rayons en fonction de la différence de pression aux extrémités du capillaire

Rayon théorique (μm)	25	30
Moyenne (μm)	24,04	29,34
Ecart type (μm)	0,39	0,8
Limite supérieure (μm)	24,625	30,54
Limite inférieure (μm)	23,455	28,14

TAB. 3.4 – Valeurs de la moyenne et de l'écart type associés aux nuages de points des figures (3.8a) et (3.8b)

Une estimation du rayon moyen pourrait être obtenue en comparant la masse du capillaire vide à la masse du capillaire rempli de mercure. Malgré sa forte densité, la masse de mercure contenue dans un capillaire de diamètre intérieur théorique $50\mu\text{m}$ serait de l'ordre de $8\mu\text{g}$. Cela suppose donc l'emploi de balances de grande précision, raison pour laquelle cette mesure n'a pas été effectuée.

3.5 Protocole expérimental

Un protocole expérimental strict a été établi de manière à assurer la meilleure répétitivité possible des résultats. Il comprend essentiellement trois étapes. La première est destinée à la préparation du dispositif, la seconde au remplissage du capillaire et la troisième aux expérimentations proprement dites.

3.5.1 Etape 1 : Préparation du dispositif

Par différence de pression, un alcool circule dans le capillaire de manière à éliminer les impuretés éventuelles. Le capillaire est ensuite séché avec de l'air "pur".

L'air se trouvant dans le circuit hydraulique est ensuite éliminé en imposant un vide primaire de 5Pa avec une pompe à vide connectée successivement sur les réservoirs amont et aval.

Lorsque le vide primaire est établi dans tout le circuit, le *R134a* est transféré en phase liquide, depuis une bouteille vers le réservoir amont. La connexion entre ces deux entités se fait au niveau d'un manifold¹, à l'aide d'un flexible. Après ouverture de la vanne du manifold, le *R134a* s'écoule sous l'effet de la différence des pressions internes du réservoir et de la bouteille.

La vanne située entre le réservoir amont et le capteur de pression est ouverte. Le reste du circuit hydraulique restant à la pression du vide.

À l'issue du remplissage partiel, la phase liquide et la phase vapeur sont en équilibre, au niveau d'une interface horizontale, située dans le réservoir amont, à la pression de saturation correspondant à la température ambiante.

Pour éviter que le changement de phase liquide-vapeur intervienne avant que le fluide ne pénètre dans le capillaire, le *R134a* est pressurisé dans le réservoir amont en injectant de l'air sous pression, de sorte que $P_e > P_{sat}$. La pression P_e maximale est de 1MPa .

3.5.2 Etape 2 : Remplissage du capillaire

La vanne située juste en amont du capillaire est ouverte de sorte que le *R134a* en phase liquide remplisse le manchon souple et pénètre dans le capillaire : c'est le "cycle de remplissage". Ce cycle, qui peut durer plusieurs heures, s'arrête une fois que la pression aval P_s devient supérieure à la pression de saturation P_{sat} . La section d'essai est alors totalement remplie de *R134a* en phase liquide.

Le réservoir aval est toujours isolé du circuit hydraulique et sa pression interne est égale à 5Pa .

3.5.3 Etape 3 : Expérimentations

Au cours de cette troisième étape, la pression dans le réservoir de sortie est réglée à une valeur inférieure à la pression de saturation de manière à créer une situation de changement de phase dans le capillaire au cours de l'écoulement. Les expériences débutent lorsque la vanne située entre le capillaire et le réservoir aval est ouverte.

3.6 Conclusion

Un dispositif expérimental a été réalisé pour visualiser le phénomène d'ébullition d'un fluide, circulant dans un capillaire micrométrique.

1. Le terme manifold est employé dans le milieu de la climatisation et du froid pour désigner une vanne sur laquelle est fixée un manomètre.

Le fluide d'étude est un frigorigène, le R134a, ayant une pression de vapeur saturante de $0,571\text{MPa}$ à 20°C . Il circule en boucle ouverte dans un capillaire de longueur de $0,3\text{m}$ pour un diamètre intérieur de 20, 40, 50 ou $60\mu\text{m}$.

Les pressions en amont et aval de l'écoulement sont réglables de façon à imposer des conditions thermodynamiques correspondant à la phase liquide en entrée et à la phase vapeur en sortie. Le changement de phase se produira sous l'effet d'une diminution de la pression locale le long de l'écoulement, sans apport de chaleur à la paroi.

Une mesure du débit massique est prévue mais elle n'est possible que pour le capillaire de diamètre intérieur $20\mu\text{m}$.

La visualisation est assurée au moyen d'une caméra rapide et d'un microscope. Ces deux composants sont placés sur une table à déplacement de précision, pour permettre un repérage en translation entre des visualisations consécutives de différentes portions du capillaire.

Enfin, un protocole expérimental strict a été établi de manière à assurer la meilleure répétitivité possible des résultats qui sont présentés dans le prochain chapitre.

Chapitre 4

Exploitation du dispositif expérimental

Ce dernier chapitre est consacré à l'exploitation du dispositif expérimental.

Après avoir expliqué comment les images d'écoulement ont été interprétées pour distinguer la phase liquide de la phase vapeur, les résultats obtenus sont présentés et analysés pour les étapes deux et trois du protocole défini précédemment.

4.1 Interprétation des visualisations

Les visualisations sont des vues en coupe du centre du capillaire. Du fait de la courbure de ce dernier, les zones proches de la paroi interne ne sont pas éclairées, et seule la partie centrale est observable. La largeur des bandes sombres dépend de l'indice de réfraction du fluide contenu dans le capillaire, comme le montrent les photos de la figure (4.1), prises avec de l'air ($n=1$) et de l'eau ($n=1,3$). En présence d'un écoulement où les phases liquide et vapeur sont simultanément présentes, figure (4.2), la différence entre les indices de réfraction des deux phases permet de les distinguer : la phase vapeur s'identifie par la bande claire la moins large, alors que la phase liquide s'identifie par la bande claire la plus large. L'interface séparant les deux phases est marquée par une bande verticale noire.

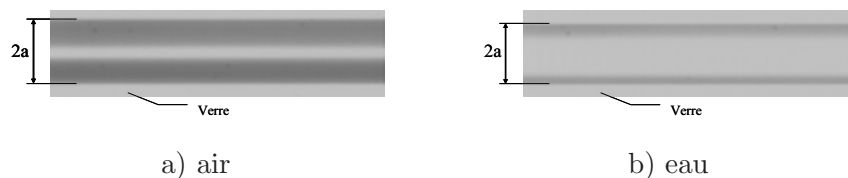


FIG. 4.1 – Influence sur la visualisation de l'indice de réfraction du fluide contenu dans le capillaire

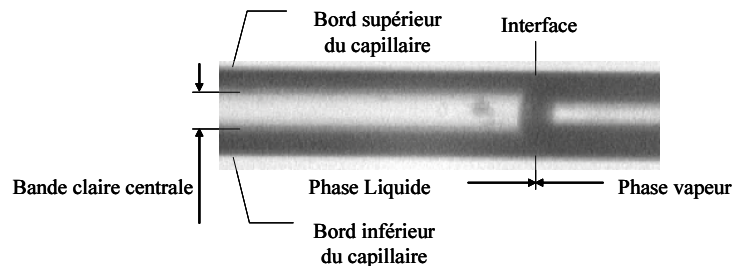
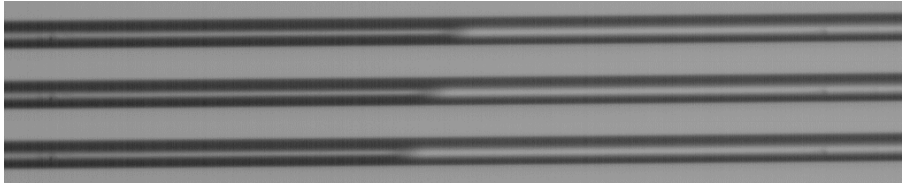


FIG. 4.2 – Analyse d'une image d'un "écoulement diphasique": distinction entre la phase liquide et la phase vapeur



← Sens de l'écoulement

FIG. 4.3 – Progression de l'interface arrière d'un bouchon de vapeur circulant dans un capillaire de diamètre intérieur $2a = 20\mu\text{m}$ pour $(\delta P) = 0,434\text{MPa}$. Site de nucléation à 156 mm de l'entrée. Temps entre deux images : $547\mu\text{s}$

Diamètre intérieur $2a$ (μm)	20	40	50	60	60
Différence de pression (δP) (MPa)	0,434	0,5584	0,5353	0,0636	0,504
Temps de nucléation (ms)	12,03	9,3	12,03	3,83	1,64
Abscisse du site de nucléation (mm)	156	166	130	127	244
Vitesse débitante (mm/s)	83	430	640	440	875
Vitesse de l'interface arrière (mm/s)	38,5	99,5	206,5		

TAB. 4.1 – Temps caractéristiques d'activation de la nucléation

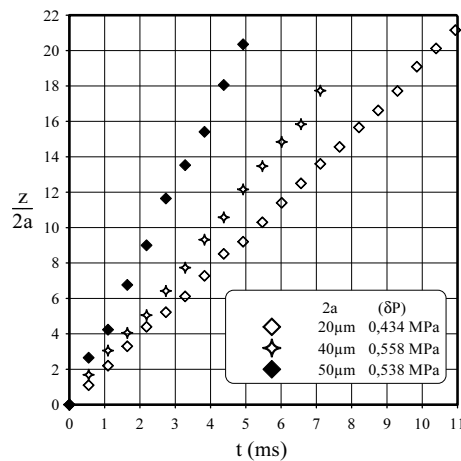


FIG. 4.4 – Evolution temporelle de la position de l'interface arrière de bouchons de vapeur circulant dans des capillaires de diamètre intérieur 20, 40 et $50\mu\text{m}$

La visualisation de l'écoulement et la mesure du débit massique sont les deux principales sources d'exploitation du dispositif. Elles ont été effectuées pendant les étapes 2 et 3 du protocole.

4.2 Comportement pendant l'étape 2

Pendant l'étape 2, la vaporisation se déclenche par la formation d'une bulle de nucléation hétérogène sur la paroi du capillaire.

Avant que le rayon de la bulle ne soit égal au rayon du capillaire, la bulle est emportée par l'écoulement cisailé. Elle conserve néanmoins une forme quasi sphérique au cours de sa croissance.

Ensuite, la croissance ne peut se prolonger que dans la direction axiale du capillaire et la bulle prend un aspect de "bouchon", qui est poussé par l'écoulement amont.

L'ensemble de ces phénomènes a été observé dans tous les capillaires, tant avec la caméra rapide qu'avec la webcam.

4.2.1 Caméra rapide

Au moyen de la caméra rapide, l'évolution de la phase vapeur a été observée dans des capillaires de diamètres intérieurs $20\mu m$, $40\mu m$, $50\mu m$ et $60\mu m$. En mode réglage du temps d'exposition, la cadence de prise de vue de la caméra rapide est de 1828,2 images par seconde. La résolution des images obtenues est de $1024(H) \times 256(V)$.

La figure (4.3) présente la progression de l'interface arrière d'un bouchon de vapeur circulant dans un capillaire de diamètre intérieur $20\mu m$. Le temps qui sépare deux images est de $547\mu s$. L'exploitation de ce type de prises de vue permet tout d'abord d'accéder aux temps caractéristiques de nucléation, qui correspondent au temps qui s'écoule entre la formation de deux bulles de vapeur consécutives. Ces temps sont répertoriés par capillaire dans le tableau (4.1).

La diminution du diamètre du capillaire semble avoir pour conséquence l'augmentation des temps caractéristiques de nucléation, dont la durée est de l'ordre de la milliseconde. La pression au niveau du site de nucléation n'a pas été mesurée et seule sa position dans le capillaire est accessible.

L'évolution temporelle de la position d'interfaces arrière des bouchons de vapeur, comme sur la figure (4.3), circulant dans des capillaires de diamètre intérieur 20, 40 et $50\mu m$ est étudiée (figure 4.4). L'interface arrière est celle qui se trouve du côté de l'entrée du capillaire, entre la zone de vapeur et la zone de liquide.

La progression de ces interfaces en fonction du temps est linéaire. Leur vitesse d'avance est évaluée afin de les comparer (tableau 4.1) aux ordres de grandeur des vitesses débitantes en monophasique liquide. Ces dernières sont calculées à partir de la formule (2.15), pour la différence de pression totale (δP).

La vitesse de progression des interfaces arrière est en proportion deux à quatre fois plus faible que les vitesses débitantes théoriques. Cela est dû au fait que les bouchons de vapeur modifient les conditions de débit et augmentent globalement la perte de charge.

Il semble que la croissance du bouchon due au changement de phase ne se manifeste pas sur l'interface arrière, dont la position évolue linéairement, comme si elle était simplement poussée par le liquide débitant. En comparaison, l'interface avant du bouchon de vapeur progresse plus rapidement (figure 4.6), et la vitesse de croissance augmente avec le temps.

Pour le capillaire de diamètre intérieur $40\mu m$, avec $(\delta P) = 0,5584 MPa$ et un site de nucléation situé à $166mm$ de l'entrée, l'évolution expérimental de la taille du bouchon de vapeur obtenue est comparée sur la figure (4.5) à celle calculée à partir du modèle présenté au paragraphe 2.7.

Si l'allure générale de la courbe théorique suit la même tendance que la courbe expérimentale, les ordres de grandeur de l'échelle de variation de la taille du bouchon sont totalement différents, et le modèle théorique sous estime fortement la croissance du bouchon de vapeur.

Nous rappelons que ce modèle est fondé sur l'hypothèse que l'ensemble des paramètres évoluent de façon quasi-statique, à l'échelle du temps τ_p de passage d'une particule fluide, qui est de l'ordre

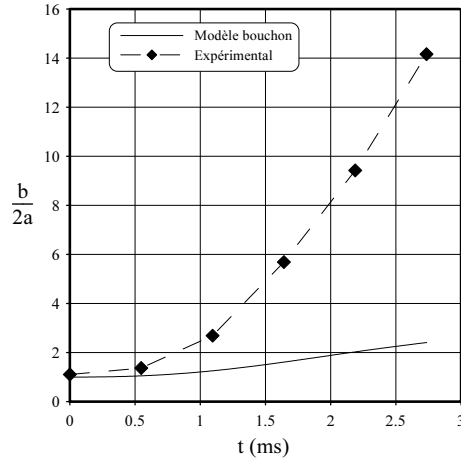


FIG. 4.5 – Comparaison analytique-expérimental de l'évolution temporelle de la taille d'un bouchon de vapeur circulant dans un capillaire de diamètre intérieur $40\mu\text{m}$ pour $(\delta P) = 0,5584\text{MPa}$. Site de nucléation à 166 mm de l'entrée.

de la seconde. Or, les résultats expérimentaux montrent que le temps caractéristique d'évolution de la taille du bouchon est de l'ordre de la milliseconde. Par conséquent, le temps τ_p employé dans la formule (2.133) pour déduire l'échelle caractéristique de variation de la taille du bouchon n'est pas le bon temps. De ce fait, la condition interfaciale (2.135) sous estime la quantité de vapeur fabriquée par unité de temps.

La seconde cause de cet écart pourrait provenir d'une hypothèse concernant la forme du bouchon de vapeur. En effet, il est supposé que le diamètre du bouchon est égal au diamètre du capillaire. Or, il existe nécessairement une pellicule de liquide entre la paroi du capillaire et le bouchon, qui constitue une surface complémentaire de production de vapeur.

En dehors des périodes d'utilisation de la caméra rapide, une caméra "webcam" est utilisée pour visualiser les phénomènes intervenant dans les capillaires.

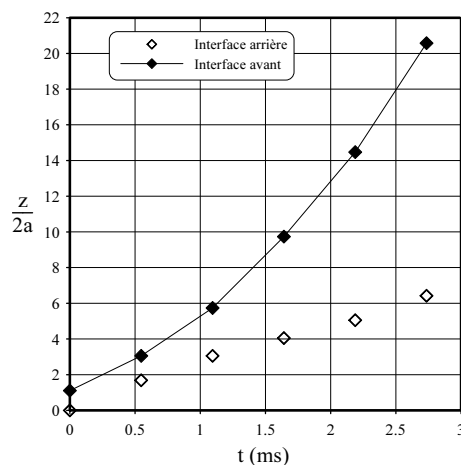


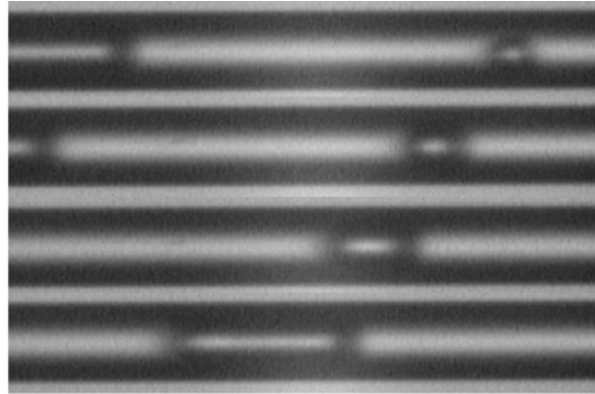
FIG. 4.6 – Evolution temporelle de la position des interfaces avant et arrière d'un bouchon de vapeur circulant dans un capillaire de diamètre intérieur $40\mu\text{m}$ pour $(\delta P) = 0,5584\text{MPa}$. Site de nucléation à 166 mm de l'entrée.

4.2.2 Caméra "Webcam"

La fréquence d'acquisition de la caméra "webcam" est trop faible pour accéder à l'évolution temporelle des inclusions de vapeur. Toutefois, le temps caractéristique d'augmentation de la pression en aval du capillaire est grand devant le temps d'acquisition d'une série d'images, au cours duquel il est possible de considérer que des inclusions de vapeur issues du même site de nucléation ont un comportement identique.

Avec la "webcam", la périodicité du phénomène de nucléation est exploitée pour obtenir une information dimensionnelle de la croissance des inclusions de vapeur.

La figure (4.7) est un exemple d'images composites, où l'historique de l'évolution des inclusions de vapeur est reconstitué à partir d'images prises à différents instants.



← Sens de l'écoulement

FIG. 4.7 – *Historique de la phase vapeur, reconstitué à partir d'images composites, dans un capillaire de diamètre intérieur $2a = 40\mu\text{m}$ pour $(\delta P) = 0,2494\text{MPa}$. Site de nucléation à 107 mm de l'entrée*

La table à déplacement de précision, sur laquelle se trouve le dispositif de visualisation, a permis d'une part la détermination de la longueur d'une image et d'autre part d'étendre la portion de capillaire observable, tout en conservant une information précise de la position des bouchons de vapeur.

Connaissant l'échelle de grossissement, l'évolution de la taille des bulles de vapeur au fil de l'écoulement est reconstituée manuellement : chaque image est imprimée, et à partir d'une position de référence, commune à toutes les images, la position des interfaces est mesurée.

Le résultat des mesures effectuées est présenté sur les figures (4.8) à (4.11), où le ratio $\frac{b}{2a}$ compare la longueur b de la bulle de vapeur par rapport au diamètre du capillaire. Lorsque ce ratio est inférieur à l'unité, la bulle de vapeur a une forme sphérique. Au delà de l'unité, la bulle prend un aspect de bouchon.

Dans les capillaires de diamètres intérieurs $2a = 50\mu\text{m}$ (figure 4.10) et $2a = 60\mu\text{m}$ (figure 4.11), de nombreuses mesures ont été effectuées avant que le rapport $\frac{b}{2a}$ ne soit supérieur à un. Aux alentours de $\frac{b}{2a} = 0,5$, on constate une modification de la pente de la courbe de croissance. Ce phénomène pourrait être interprété par un seuil, à partir duquel, la croissance de la bulle est limitée par l'effet combiné de la présence des parois et du liquide débitant qui doit contourner l'obstacle que représente la bulle.

Lorsque le rapport $\frac{b}{2a}$ est supérieur à l'unité, l'évolution de la taille des bouchons de vapeur est plutôt linéaire, et la pente est une fonction de la différence de pression. Ces résultats ne sont malheureusement pas corrélés.

Une fois activé, un site de nucléation le reste généralement jusqu'à ce que la pression locale soit proche de la pression de saturation. De ce fait, le même site a pu être observé à différentes valeurs de $P_e - P_s$. Les figures (4.12a) et (4.12b) représentent les courbes de croissance d'inclusions de vapeur ayant comme origine le même site de nucléation, à différents (δP) aux extrémités du capillaire. L'augmentation de la différence de pression aux extrémités du capillaire a pour conséquence, d'une part l'augmentation de la vitesse de croissance des bouchons de vapeur, et d'autre part, l'augmentation de

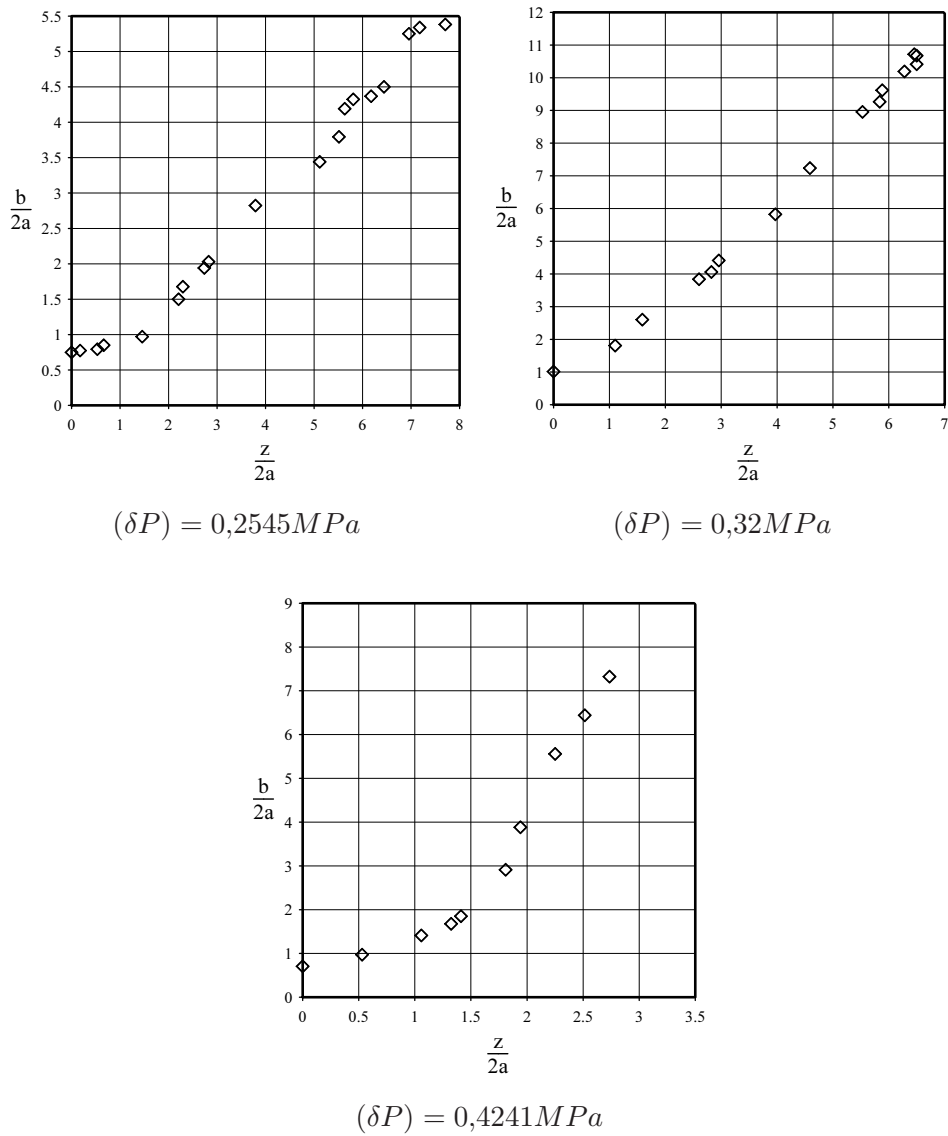


FIG. 4.8 – Evolution de la taille b des inclusions de vapeur dans un capillaire de diamètre intérieur $2a = 20\mu m$ pour différents (δP)

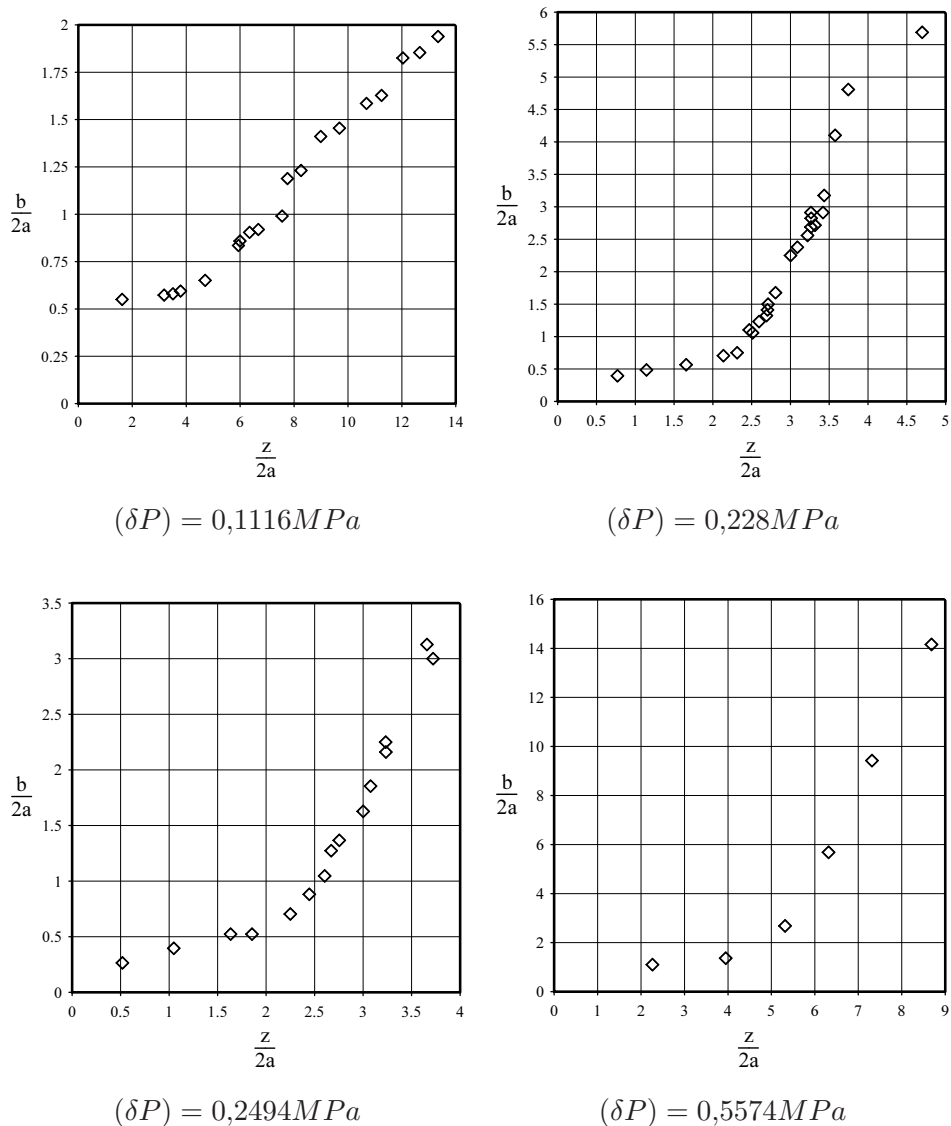


FIG. 4.9 – Evolution de la taille b des inclusions de vapeur dans un capillaire de diamètre intérieur $2a = 40\mu m$ pour différents (δP)

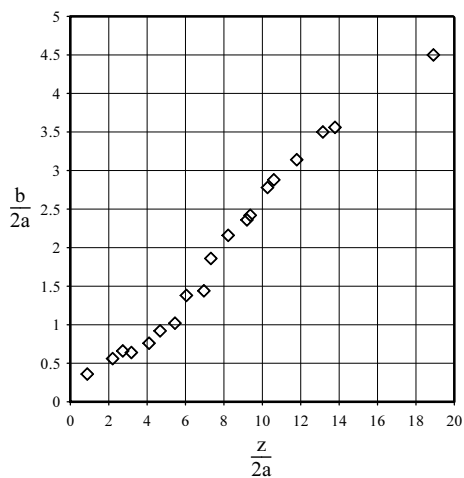


FIG. 4.10 – Evolution de la taille b des inclusions de vapeur dans un capillaire de diamètre intérieur $2a = 50\mu m$ pour $(\delta P) = 0,0642 MPa$

la vitesse de l'écoulement. De ce fait, lorsque (δP) augmente, l'interface arrière de deux bouchons de même longueur est plus éloignée de la position de référence.

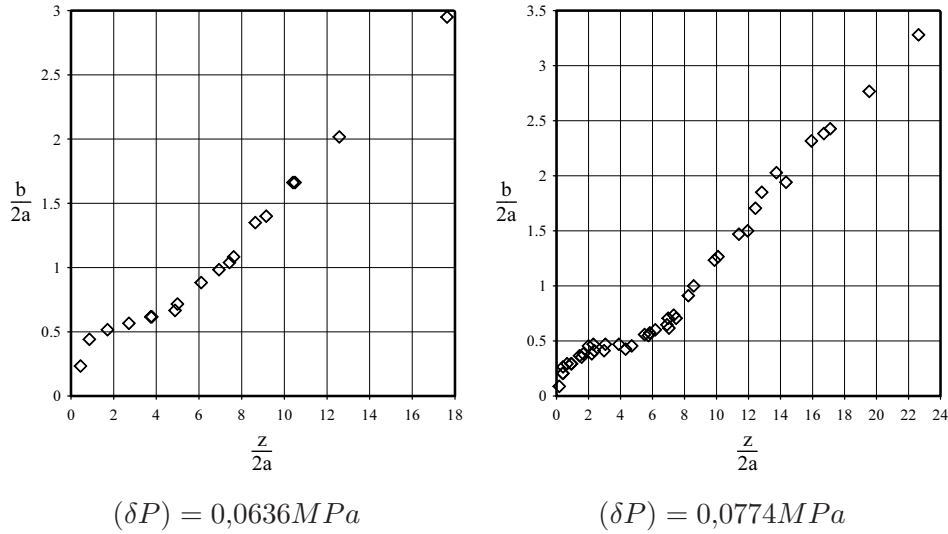


FIG. 4.11 – Evolution de la taille b des inclusions de vapeur dans un capillaire de diamètre intérieur $2a = 60\mu m$ pour différents (δP)

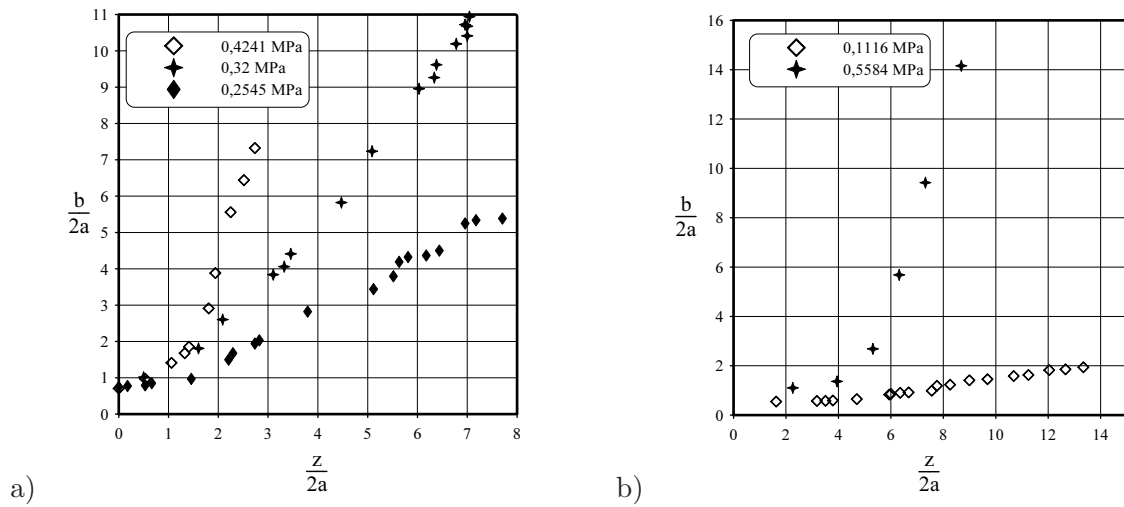


FIG. 4.12 – Influence de (δP) sur l'évolution la taille b des inclusions de vapeur issues d'un même site de nucléation dans un capillaire de diamètre intérieur a) $2a = 20\mu m$ et b) $2a = 40\mu m$

A l'issue de cette phase du protocole, la pression à la sortie du capillaire est supérieure à la pression de saturation correspondant à la température ambiante, mettant fin au phénomène de nucléation.

4.3 Comportement pendant l'étape 3

4.3.1 Visualisation de l'écoulement

Au début de l'étape 3, la pression dans le réservoir aval est réglée à une pression inférieure à la pression de saturation. La vanne située entre la sortie du capillaire et le réservoir aval est ensuite ouverte, de façon à produire une situation susceptible de provoquer un changement de phase du fluide dans le capillaire.

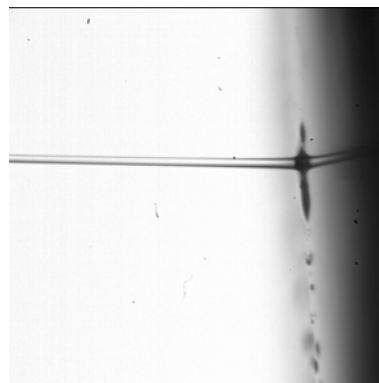
Le processus de changement de phase liquide-vapeur en milieu confiné semble être très sensible aux conditions initiales de l'écoulement. En effet, pour tous les capillaires testés, avec une pression de sortie égale à la pression atmosphérique, donc très inférieure à la pression de saturation qui est de $0,571\text{MPa}$, aucune bulle de vapeur n'est observée le long du capillaire.

De plus, le fluide est maintenu à l'état liquide jusqu'à la sortie comme le montre clairement le jet de la figure (4.13), visualisé sans le manchon souple, à la sortie du capillaire de diamètre intérieur $50\mu\text{m}$. Le même phénomène a été observé pour les capillaires de diamètres intérieurs $40\mu\text{m}$ et $60\mu\text{m}$. Or, pour que la phase liquide soit présente à la sortie de l'écoulement, la température doit être inférieure ou égale à la température d'équilibre à pression ambiante, soit 247K .

Des mesures de température ont été effectuées en plaçant un thermocouple, dont le diamètre est de l'ordre de $0,5\text{mm}$, sur l'axe du jet (figure 4.14). Les valeurs de température mesurées sont comprises entre 254K et 233K .

Les températures supérieures à 247K peuvent être expliquées aisément car le thermocouple est très grand par rapport à la dimension du jet et ainsi, il mesure simultanément la température du jet et de l'air ambiant. Les températures inférieures à 247K résultent sans doute de l'extraction de la chaleur latente du liquide pour assurer la vaporisation du jet de manière à retrouver une situation d'équilibre thermodynamique. Il semble donc que les sites de nucléation dans les capillaires sont désactivés après qu'une pression locale supérieure à la pression de saturation du fluide ait été imposée.

Sous l'effet de la chute de température, une sorte de "glace" se forme à la sortie de l'écoulement (figure 4.15). La composition chimique de la matière solidifiée n'a pas été évaluée mais nous pensons que c'est le R134a qui s'est solidifié car la chute de température est trop localisée pour que la vapeur d'eau présente dans l'air ambiant ne soit transformée en glace.



← Sens de l'écoulement

FIG. 4.13 – Jet de liquide "surchauffé" à la sortie d'un capillaire de diamètre intérieur $2a = 50\mu\text{m}$, avec $(\delta P) = 6\text{MPa}$

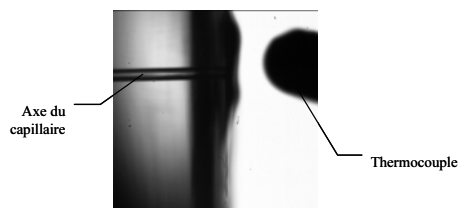


FIG. 4.14 – Thermocouple disposé à la sortie du capillaire, dans l'axe de l'écoulement

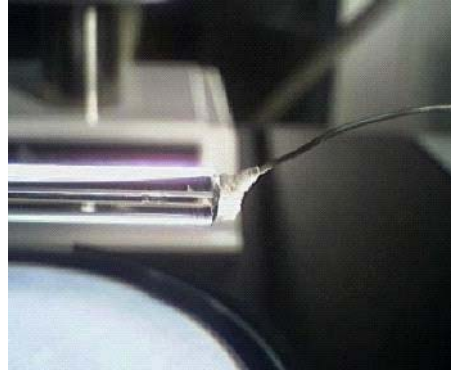


FIG. 4.15 – Formation de "glace" sur le thermocouple placé à la sortie d'un capillaire de diamètre intérieur $2a = 60\mu\text{m}$

4.3.2 Mesures de débit

La plus grande difficulté rencontrée est liée à la mesure de débit, comme l'ont déjà montré les tentatives d'étalonnage du diamètre moyen des capillaires.

Initialement, cette mesure était réalisée à l'aide d'un débitmètre volumique de type rotamètre, placé entre le réservoir amont et l'entrée du capillaire. Le choix d'utiliser ce type de débitmètre s'est révélé mauvais car s'il fonctionne bien avec des fluides tels que l'eau, cela n'a pas été le cas pour du $R134a$. L'emploi d'un débitmètre massique thermique a alors été envisagé. Le problème de ce débitmètre est qu'il est calibré sur une plage de mesure, qui limite son utilisation au capillaire de diamètre intérieur $20\mu\text{m}$.

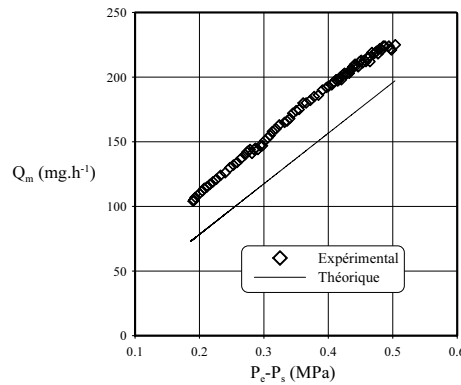


FIG. 4.16 – Mesures expérimentales du débit massique en fonction de la différence de pression (δP) dans un capillaire de diamètre intérieur "fabriquant" $2a = 20\mu\text{m}$. Comparaison avec le débit massique théorique calculé en monophasique liquide pour $2a = 22\mu\text{m}$. ($P_e = \text{cste}$)

Pendant l'étape 2, la mesure de débit n'a pas donné de résultats car la valeur indiquée par le débitmètre ne cesse d'osciller, sans qu'une valeur représentative ne puisse être retenue. En effet, les amplitudes d'oscillations couvrent la gamme de mesure et les périodes d'oscillations sont désordonnées.

Au cours de l'étape 3, le fluide reste à l'état liquide jusqu'à la sortie de l'écoulement. C'est seulement à cette étape que le débit massique a pu être mesuré de façon significative.

La figure (4.16) présente une comparaison entre le débit massique mesuré et le débit massique théorique calculé, en fonction de la différence de pression aux extrémités du capillaire.

L'évolution expérimentale du débit en fonction du (δP) est linéaire, avec un coefficient de détermination de 0,996. La courbe obtenue est parallèle à la courbe théorique, en prenant un capillaire

de diamètre intérieur $22\mu m$. Cette valeur peut être considérée comme une estimation du diamètre intérieur moyen du capillaire.

Cependant, la courbe expérimentale ne coupe pas l'axe horizontale en son origine et elle se situe au dessus de la courbe théorique. La différence de hauteur entre les courbes est de l'ordre de $32mg.h^{-1}$, soit un dixième de l'étendue de mesure du débitmètre. Un tel écart ne pouvant être dû à une erreur de calibration du débitmètre, nous l'attribuons à la présence de fuites dans le système, au niveau des nombreux raccords qu'il comporte.

4.4 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre que le changement de phase liquide-vapeur à l'échelle micro-métrique dépend des conditions initiales de l'écoulement. Les visualisations effectuées au cours l'étape 2 du protocole indiquent l'existence d'un phénomène de nucléation hétérogène. Avec une caméra, nous avons identifié un comportement répétitif quant à l'évolution de la croissance de la phase vapeur. Cependant, ces résultats n'ont pas été corrélés pour dégager une loi de comportement caractéristique.

Pendant l'étape 3, un fait totalement nouveau est observé : le fluide est maintenu à l'état liquide jusqu'à la sortie de l'écoulement où un jet liquide est visualisé. Il serait intéressant de répéter les expériences avec d'autres fluides pour évaluer si les comportements observés sont généralisables.

Malgré toutes les précautions, la mesure du débit massique n'a pu être assurée qu'au cours de l'étape 3, car pendant l'étape 2, les valeurs indiquées n'ont pas de sens physique. Cette expérience illustre toutefois la difficulté à mettre en oeuvre une mesure du débit massique fiable.

Aucune variation de pression associée au phénomène de nucléation n'a été observée. D'une part, les capteurs de pression sélectionnés n'autorisent pas une fréquence d'acquisition suffisante. D'autre part, leur taille est trop conséquente ce qui n'a pas permis de les positionner au plus près de la section d'essai. Il serait donc envisageable de reconsidérer l'infrastructure du dispositif, afin de minimiser les volumes où le fluide est stagnant. De plus, cela permettrait de réduire le risque de fuite, perturbant toute mesure du débit.

En raison du phénomène de réfraction, il n'a pas été possible d'identifier l'éventuelle existence d'un film liquide de lubrification entre les bouchons de vapeur et les parois de l'écoulement. L'emploi d'un capillaire de section non circulaire autoriserait cette mesure.

Enfin, pour relever la température du jet liquide en sortie de capillaire, il serait préférable d'utiliser un fil chaud plutôt qu'un thermocouple, trop gros devant la taille du jet.

Conclusion et perspectives

En étanchéité statique, le contact imparfait du joint sur la bride génère des interstices qui constituent des chemins de fuite. Le fluide à étancher peut alors, en raison de différents phénomènes, s'introduire dans ce réseau de cavités micrométriques et gagner l'extérieur du système. Or, certaines applications industrielles requièrent une maîtrise complète des paramètres d'étanchéité, au risque de nuire à la sécurité des personnes ou d'occasionner l'endommagement voir la destruction du système. Ce besoin a conduit à la création d'un Groupe de Recherche, réunissant des industriels et des laboratoires de recherche, afin de comprendre l'origine des fuites et d'en définir les paramètres influents.

Dans le cadre de ce groupe de recherche, notre travail a pour objet d'étudier une situation précise de la partie "fluide" de l'étanchéité, à savoir lorsque le fluide subit au cours de son cheminement dans le joint un changement de phase liquide vapeur. Dans cette optique, une analyse phénoménologique et une étude expérimentale ont été développées permettant d'identifier les mécanismes de l'ébullition à l'échelle micrométrique, dans une configuration "limitée". Premièrement, le chemin d'écoulement du fluide, ou le chemin de fuite, est assimilé à un capillaire de section circulaire afin de ne pas masquer les mécanismes fondamentaux par des difficultés analytiques sans rapport avec les phénomènes physiques étudiés. Deuxièmement, le changement de phase est obtenu par différence de pression aux extrémités du capillaire, les conditions thermodynamiques correspondent à la phase liquide en entrée et à la phase vapeur en sortie. Le changement de phase se produit donc sous le seul effet d'une diminution de la pression locale le long du capillaire, sans imposer d'apport thermique à la paroi.

Un état de l'art, principalement basé sur des résultats expérimentaux, a montré que l'ébullition se déclenche à partir de sites nucléation hétérogène, dont l'activation nécessite l'application d'une surchauffe d'autant plus importante que le diamètre du capillaire est faible. Il apparaît également que la croissance de bulles génère des fluctuations de pression aux extrémités de l'écoulement. Il est à noter que cette constatation est issue d'études où le changement de phase résulte d'un apport de chaleur à la paroi. Concernant la réalisation d'un dispositif expérimental, il s'avère qu'un diamètre intérieur de $20\mu\text{m}$ constitue une limite de fabrication pour les capillaires. Quant aux techniques de mesure employées, la visualisation à grande vitesse est couplée à des mesures de pression et de température.

Une analyse phénoménologique des équations de la dynamique dans la phase liquide a débouché sur un nombre de Reynolds modifié qui permet de déterminer les conditions à vérifier sur les données pour que les conditions d'écoulement dans le capillaire soient représentatives de l'écoulement dans un joint. On a montré qu'il n'était pas possible d'obtenir des situations pour lesquelles le changement de phase est susceptible d'intervenir sur un front stationnaire, séparant la phase liquide en amont de la phase vapeur en aval. En effet, l'analyse des phénomènes thermiques dans l'écoulement montre que le temps de séjour du fluide dans le capillaire n'est pas suffisant pour que, le solide ait le temps d'apporter la chaleur latente. Le solide ne peut pas fournir à lui seul la quantité de chaleur nécessaire à la vaporisation de la totalité du fluide arrivant sur le front. Ce résultat implique que le changement de phase s'opère, soit par croissance de micro bulles dues à des impuretés convectées par l'écoulement, soit par croissance de germes au niveau des micro rugosités de parois. Suite à l'analyse des équations régissant la croissance d'une bulle sphérique dans un milieu infini, il est montré que dans notre dispositif expérimental, la croissance des bulles de vapeur est contrôlée par les phénomènes thermiques. Le temps caractéristique de croissance des bulles étant très petit devant le temps de passage d'une particule fluide, le rayon de la bulle atteint instantanément, au voisinage du site de nucléation, le même ordre de

grandeur que le rayon du capillaire. Alors, pour poursuivre sa croissance, la bulle s'allonge et prend un aspect de bouchon qui est entraîné vers l'aval par le fluide débitant. Par l'intermédiaire d'un modèle de croissance de bouchon, nous montrons que sa longueur évolue de façon linéaire lorsqu'il gagne la sortie de l'écoulement.

Le dispositif expérimental développé permet de visualiser l'ébullition du *R134a*, circulant dans un capillaire micrométrique de section circulaire en verre, en imposant une différence de pression en amont et aval de l'écoulement. Un protocole expérimental est défini afin d'assurer la meilleure répétitivité des résultats. A l'aide d'une table à déplacement de précision, nous reconstituons l'historique de l'évolution de la phase vapeur le long du capillaire. Cette opération, qui s'effectue pendant l'étape 2 du protocole, permet d'identifier deux périodes dans la croissance des bulles de vapeur. Ce comportement se retrouve pour tous les capillaires testés, mais ces résultats n'ont pas été corrélés pour dégager une loi phénoménologique de portée générale. Ces résultats ont toutefois été utilisés pour montrer que le modèle de croissance d'un bouchon sous estime le volume liquide changé en vapeur par unité de temps.

Pendant l'étape 3 du protocole, un phénomène totalement nouveau est observé : le fluide est maintenu à l'état liquide jusqu'à la sortie de l'écoulement où un jet liquide est visualisé. Une mesure de la température du jet révèle que le fluide cède de la chaleur pour retrouver un état d'équilibre thermodynamique, car sa température est inférieure à la température de saturation correspondant à la pression de sortie. Toujours pendant l'étape 3, pour le capillaire de diamètre intérieur $20\mu\text{m}$, la mesure du débit massique en fonction de la différence de pression révèle un comportement linéaire, permettant d'estimer le diamètre intérieur moyen du capillaire. Cette mesure a également mis en exergue la difficulté induite par la mesure du débit massique dans des capillaires micrométriques.

Le travail présenté a permis de dégager un certain nombre de conclusions quant à la compréhension des mécanismes du changement de phase liquide vapeur à l'échelle micrométrique. Ce n'est cependant qu'une première étude qui mériterait d'être prolongée pour l'exploiter complètement.

Tout d'abord, il serait intéressant de valoriser les résultats expérimentaux en établissant des corrélations pour généraliser l'évolution de la phase vapeur. Ces corrélations pourraient être mises à l'épreuve en répétant les expériences avec d'autres fluides. En parallèle, l'analyse phénoménologique conduisant au modèle de croissance d'un bouchon de vapeur mérite d'être reconsidérée afin d'évaluer le temps caractéristique de croissance des bouchons, sans le choisir comme nous l'avons fait.

Quelques améliorations rendraient les mesures du dispositif expérimental beaucoup plus fiables et performantes. Notamment, il est impératif de réduire le nombre de raccords pour limiter la quantité de fluide présente dans le système. Ceci suppose une modification de la technique employée pour lier le capillaire au reste du dispositif. Il est également suggéré l'emploi de capteurs de pression plus performants (fréquence d'acquisition plus élevée pour mesurer d'éventuelles fluctuations de pression) et dont les dimensions seraient mieux adaptées à la mesure dans des petits volumes. Il faudrait également utiliser une gamme de débitmètres pouvant couvrir la totalité des capillaires disponibles.

Annexe A

Propriétés du R134a

Nom : Ethane, 1,1,1,2-tetrafluoro Formule : $C_2H_2F_4$

Masse volumique : $102,03 kg.mol^{-1}$

$r_g : 81,48 (J.kg^{-1}.K^{-1})$

Propriétés au point critique :

- $P_c : 4.05928 MPa$
- $T_c : 374.21 K$
- $\rho_c : 511.9 kg.m^{-3}$

Temperature (C)	Pressure (bar)	Density (kg/m ³)	Volume (m ³ /kg)	Internal Energy (kJ/kg)	Enthalpy (kJ/kg)	Entropy (J/g ^o K)	Cv (J/g ^o K)	Cp (J/g ^o K)	Sound Sp.L. (m/s)	Joule Thomson (K/bar)	Viscosity (Pa ^o s)	Therm. Cond. (W/m ^o K)	Phase
-60.000	1.0130	1474.5	0.00067820	123.33	123.40	0.68451	0.81276	1.2229	903.41	-0.033194	0.00066109	0.12074	liquid
-55.000	1.0130	1460.5	0.00068468	129.46	129.53	0.71295	0.81751	1.2302	879.18	-0.032354	0.00060231	0.11815	liquid
-50.000	1.0130	1446.5	0.00069134	135.63	135.70	0.74091	0.82246	1.2379	855.13	-0.031451	0.00055130	0.11560	liquid
-45.000	1.0130	1432.2	0.00069822	141.84	141.91	0.76843	0.82758	1.2460	831.24	-0.030478	0.00050666	0.11309	liquid
-40.000	1.0130	1417.8	0.00070531	148.09	148.16	0.79554	0.83285	1.2545	807.50	-0.029428	0.00046728	0.11061	liquid
-35.000	1.0130	1403.2	0.00071264	154.39	154.46	0.82225	0.83824	1.2635	783.88	-0.028293	0.00043230	0.10818	liquid
-30.000	1.0130	1388.4	0.00072023	160.72	160.80	0.84860	0.84375	1.2728	760.37	-0.027062	0.00040103	0.10577	liquid
-26.079	1.0130	1376.7	0.00072638	165.73	165.80	0.86902	0.84816	1.2805	741.99	-0.026022	0.00037873	0.10391	liquid
-26.079	1.0130	5.2568	0.19023	363.51	382.78	1.7472	0.68838	0.79417	145.67	4.6011	9.7789e-06	0.0093131	vapor
-25.000	1.0130	5.2296	0.19122	364.26	383.63	1.7507	0.68911	0.79418	146.04	4.5008	9.8230e-06	0.0093990	vapor
-20.000	1.0130	5.1084	0.19576	367.78	387.61	1.7665	0.69357	0.79579	147.74	4.0898	1.0027e-05	0.0097973	vapor
-15.000	1.0130	4.9940	0.20024	371.31	391.59	1.7821	0.69932	0.79930	149.40	3.7482	1.0229e-05	0.010196	vapor
-10.000	1.0130	4.8857	0.20468	374.87	395.60	1.7975	0.70589	0.80405	151.02	3.4572	1.0431e-05	0.010595	vapor
-5.0000	1.0130	4.7829	0.20908	378.46	399.64	1.8127	0.71300	0.80963	152.60	3.2046	1.0651e-05	0.010994	vapor
0.0000	1.0130	4.6851	0.21344	382.08	403.70	1.8277	0.72047	0.81581	154.15	2.9820	1.0831e-05	0.011393	vapor
5.0000	1.0130	4.5917	0.21778	385.73	407.79	1.8425	0.72819	0.82241	155.67	2.7837	1.1030e-05	0.011792	vapor
10.000	1.0130	4.5025	0.22210	389.42	411.92	1.8573	0.73609	0.82932	157.17	2.6054	1.1228e-05	0.012192	vapor
15.000	1.0130	4.4171	0.22639	393.15	416.09	1.8718	0.74410	0.83646	158.64	2.4442	1.1426e-05	0.012591	vapor
20.000	1.0130	4.3353	0.23066	396.92	420.29	1.8863	0.75220	0.84378	160.09	2.2975	1.1623e-05	0.012991	vapor
25.000	1.0130	4.2567	0.23492	400.73	424.53	1.9006	0.76035	0.85124	161.51	2.1635	1.1819e-05	0.013390	vapor

FIG. A.1 – Propriétés à 0,1013MPa

T (°C)	P (Pa)	ρ (kg/m ³)	H (kJ/kg)	C_p (kJ/(kg*K))	μ (Pa.s)	k (W/m*K)	Phase	σ (N/m)
-26.36	1.00E+05	1377.5	165.44	1.28	3.80E-04	1.04E-01	Liquide	1.55E-02
-22.31	1.20E+05	1365.3	170.65	1.2882	3.59E-04	1.02E-01	Liquide	1.49E-02
-18.76	1.40E+05	1354.5	175.24	1.2957	3.42E-04	1.01E-01	Liquide	1.43E-02
-15.59	1.60E+05	1344.7	179.37	1.3027	3.27E-04	9.90E-02	Liquide	1.39E-02
-12.71	1.80E+05	1335.7	183.13	1.3092	3.15E-04	9.77E-02	Liquide	1.34E-02
-10.08	2.00E+05	1327.4	186.6	1.3154	3.04E-04	9.65E-02	Liquide	1.30E-02
-7.64	2.20E+05	1319.6	189.82	1.3213	2.94E-04	9.54E-02	Liquide	1.27E-02
-5.37	2.40E+05	1312.3	192.83	1.327	2.86E-04	9.44E-02	Liquide	1.23E-02
-3.24	2.60E+05	1305.4	195.67	1.3324	2.78E-04	9.35E-02	Liquide	1.20E-02
-1.23	2.80E+05	1298.8	198.35	1.3377	2.71E-04	9.26E-02	Liquide	1.17E-02
0.67	3.00E+05	1292.6	200.9	1.3429	2.64E-04	9.17E-02	Liquide	1.15E-02
2.48	3.20E+05	1286.5	203.34	1.3479	2.58E-04	9.09E-02	Liquide	1.12E-02
4.2	3.40E+05	1280.8	205.66	1.3528	2.53E-04	9.02E-02	Liquide	1.10E-02
5.84	3.60E+05	1275.2	207.9	1.3576	2.47E-04	8.94E-02	Liquide	1.07E-02
7.42	3.80E+05	1269.9	210.04	1.3624	2.43E-04	8.87E-02	Liquide	1.05E-02
8.93	4.00E+05	1264.7	212.11	1.367	2.38E-04	8.81E-02	Liquide	1.03E-02
10.39	4.20E+05	1259.6	214.11	1.3716	2.34E-04	8.74E-02	Liquide	1.01E-02
11.79	4.40E+05	1254.7	216.04	1.3761	2.30E-04	8.68E-02	Liquide	9.89E-03
13.15	4.60E+05	1250	217.92	1.3806	2.26E-04	8.62E-02	Liquide	9.70E-03
14.46	4.80E+05	1245.3	219.73	1.385	2.22E-04	8.57E-02	Liquide	9.52E-03
15.73	5.00E+05	1240.8	221.5	1.3894	2.19E-04	8.51E-02	Liquide	9.34E-03
16.97	5.20E+05	1236.3	223.22	1.3938	2.15E-04	8.46E-02	Liquide	9.17E-03
18.17	5.40E+05	1232	224.9	1.3981	2.12E-04	8.41E-02	Liquide	9.01E-03
19.33	5.60E+05	1227.8	226.53	1.4024	2.09E-04	8.36E-02	Liquide	8.85E-03
20.47	5.80E+05	1223.6	228.12	1.4066	2.06E-04	8.31E-02	Liquide	8.69E-03
21.57	6.00E+05	1219.5	229.68	1.4109	2.03E-04	8.26E-02	Liquide	8.54E-03
22.65	6.20E+05	1215.5	231.21	1.4151	2.01E-04	8.21E-02	Liquide	8.40E-03
23.7	6.40E+05	1211.6	232.7	1.4193	1.98E-04	8.17E-02	Liquide	8.25E-03
24.73	6.60E+05	1207.7	234.16	1.4235	1.96E-04	8.13E-02	Liquide	8.12E-03
25.73	6.80E+05	1203.9	235.59	1.4277	1.93E-04	8.08E-02	Liquide	7.98E-03
26.71	7.00E+05	1200.2	236.99	1.4318	1.91E-04	8.04E-02	Liquide	7.85E-03
27.67	7.20E+05	1196.5	238.37	1.436	1.89E-04	8.00E-02	Liquide	7.72E-03
28.62	7.40E+05	1192.9	239.72	1.4402	1.86E-04	7.96E-02	Liquide	7.60E-03
29.54	7.60E+05	1189.3	241.05	1.4444	1.84E-04	7.92E-02	Liquide	7.48E-03
30.44	7.80E+05	1185.7	242.36	1.4485	1.82E-04	7.88E-02	Liquide	7.36E-03
31.33	8.00E+05	1182.2	243.65	1.4527	1.80E-04	7.84E-02	Liquide	7.24E-03

T (°C)	P (Pa)	ρ (kg/m ³)	H_v (kJ/kg)	C_p (kJ/(kg*K))	μ (Pa.s)	k (W/m*K)	Phase	H_{tr} (KJ/kg)
-26.36	1.00E+05	5.1932	382.6	0.79319	9.77E-06	9.290E-03	Vapeur	2.17E+05
-22.31	1.20E+05	6.1677	385.12	0.80743	9.92E-06	9.625E-03	Vapeur	2.14E+05
-18.76	1.40E+05	7.1353	387.32	0.82037	1.00E-05	9.920E-03	Vapeur	2.12E+05
-15.59	1.60E+05	8.0979	389.27	0.83232	1.02E-05	1.019E-02	Vapeur	2.10E+05
-12.71	1.80E+05	9.0566	391.02	0.8435	1.03E-05	1.043E-02	Vapeur	2.08E+05
-10.08	2.00E+05	10.012	392.62	0.85404	1.04E-05	1.065E-02	Vapeur	2.06E+05
-7.64	2.20E+05	10.966	394.09	0.86406	1.04E-05	1.086E-02	Vapeur	2.04E+05
-5.37	2.40E+05	11.918	395.44	0.87363	1.05E-05	1.105E-02	Vapeur	2.03E+05
-3.24	2.60E+05	12.869	396.7	0.88283	1.06E-05	1.123E-02	Vapeur	2.01E+05
-1.23	2.80E+05	13.82	397.89	0.8917	1.07E-05	1.141E-02	Vapeur	2.00E+05
0.67	3.00E+05	14.77	399	0.90029	1.08E-05	1.157E-02	Vapeur	1.98E+05
2.48	3.20E+05	15.721	400.04	0.90863	1.08E-05	1.173E-02	Vapeur	1.97E+05
4.2	3.40E+05	16.671	401.03	0.91675	1.09E-05	1.188E-02	Vapeur	1.95E+05
5.84	3.60E+05	17.623	401.97	0.92467	1.09E-05	1.203E-02	Vapeur	1.94E+05
7.42	3.80E+05	18.575	402.87	0.93242	1.10E-05	1.217E-02	Vapeur	1.93E+05
8.93	4.00E+05	19.529	403.72	0.94001	1.11E-05	1.231E-02	Vapeur	1.92E+05
10.39	4.20E+05	20.483	404.53	0.94746	1.11E-05	1.244E-02	Vapeur	1.90E+05
11.79	4.40E+05	21.439	405.31	0.95478	1.12E-05	1.257E-02	Vapeur	1.89E+05
13.15	4.60E+05	22.397	406.06	0.962	1.12E-05	1.269E-02	Vapeur	1.88E+05
14.46	4.80E+05	23.356	406.78	0.96911	1.13E-05	1.281E-02	Vapeur	1.87E+05
15.73	5.00E+05	24.317	407.47	0.97612	1.13E-05	1.293E-02	Vapeur	1.86E+05
16.97	5.20E+05	25.28	408.14	0.98306	1.14E-05	1.305E-02	Vapeur	1.85E+05
18.17	5.40E+05	26.246	408.78	0.98992	1.14E-05	1.316E-02	Vapeur	1.84E+05
19.33	5.60E+05	27.213	409.4	0.99671	1.15E-05	1.327E-02	Vapeur	1.83E+05
20.47	5.80E+05	28.183	409.99	1.0034	1.15E-05	1.338E-02	Vapeur	1.82E+05
21.57	6.00E+05	29.155	410.57	1.0101	1.16E-05	1.349E-02	Vapeur	1.81E+05
22.65	6.20E+05	30.129	411.13	1.0168	1.16E-05	1.359E-02	Vapeur	1.80E+05
23.7	6.40E+05	31.106	411.67	1.0233	1.16E-05	1.370E-02	Vapeur	1.79E+05
24.73	6.60E+05	32.086	412.2	1.0299	1.17E-05	1.380E-02	Vapeur	1.78E+05
25.73	6.80E+05	33.068	412.7	1.0364	1.17E-05	1.390E-02	Vapeur	1.77E+05
26.71	7.00E+05	34.054	413.2	1.0429	1.18E-05	1.400E-02	Vapeur	1.76E+05
27.67	7.20E+05	35.042	413.68	1.0494	1.18E-05	1.410E-02	Vapeur	1.75E+05
28.62	7.40E+05	36.033	414.14	1.0558	1.18E-05	1.419E-02	Vapeur	1.74E+05
29.54	7.60E+05	37.027	414.59	1.0622	1.19E-05	1.429E-02	Vapeur	1.74E+05
30.44	7.80E+05	38.025	415.03	1.0686	1.19E-05	1.438E-02	Vapeur	1.73E+05
31.33	8.00E+05	39.025	415.46	1.075	1.20E-05	1.448E-02	Vapeur	1.72E+05

FIG. A.2 – Propriétés à la saturation par incréments de pression

Annexe B

Modèle de croissance d'une bulle sphérique dans un liquide surchauffé

Dans le chapitre 2, l'étude de la croissance sphérique d'une bulle de vapeur dans un liquide surchauffé, est effectuée par le biais d'une analyse phénoménologique. Nous proposons une résolution numérique des équations (2.106), (2.107) et (2.108) afin d'estimer plus finement le temps nécessaire pour que le rayon d'une bulle atteigne $10\mu\text{m}$, soit le rayon du plus petit de nos capillaires.

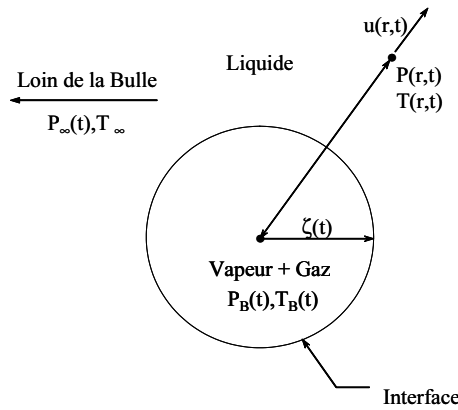


FIG. B.1 – Bulle sphérique dans un milieu liquide au repos à l'infini

B.1 Système d'équations

Le système à résoudre est composé des trois équations suivantes :

$$\rho_\ell \left(\zeta \ddot{\zeta} + \frac{3}{2} \dot{\zeta}^2 \right) + \frac{4\mu_\ell}{\zeta} \dot{\zeta} + \frac{2\gamma_{\ell v}}{\zeta} = [P_V(T_B) - P_V(T_\infty)] + [P_V(T_\infty) - P_\infty(t)] + \left[P_{\infty 0} - P_V(T_\infty) + \frac{2\gamma_{\ell v}}{\zeta_0} \right] \frac{T_B}{T_\infty} \frac{\zeta_0^3}{\zeta} \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{\partial T_\ell}{\partial t} + \dot{\zeta} \left(\frac{\zeta}{r} \right)^2 = \frac{\alpha_\ell}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (\text{B.2})$$

$$\frac{\partial T_\ell}{\partial r} \Big|_{r=\zeta} = \frac{\rho_v h_{\ell v}}{k_\ell} \dot{\zeta} \quad (\text{B.3})$$

La première, communément appelée équation de Rayleigh-Plesset, caractérise l'évolution du rayon de la bulle en fonction des phénomènes visqueux, dynamiques et thermiques. Lorsque la croissance de la bulle n'est pas isotherme, sa température constitue une inconnue supplémentaire.

La seconde équation, ou équation de diffusion de la chaleur, permet de déterminer la répartition de température entre la surface de la bulle et le fluide à l'infini en supposant une symétrie sphérique.

La troisième détermine la masse de vapeur fabriquée par unité de temps, et donc l'accroissement du volume de la bulle, en fonction de la chaleur fournie à l'interface par le liquide. Cette équation suppose que la totalité de la chaleur cédée par le liquide est utilisée lors du changement de phase. Toute dissipation est donc négligée en première approximation. Il est également supposé que les grandeurs $h_{\ell v}$, ρ_v et k_ℓ sont constantes. Elles sont évaluées à la température de référence T_∞ .

B.2 Adimensionnement

Afin que l'épaisseur L de liquide discrétisée soit toujours grande devant le rayon de la bulle ζ , le paramètre sans dimension, noté ε , est introduit, tel que : $\zeta(t) = \varepsilon L(t)$.

En posant :

- $\zeta(t) = \zeta_0 \bar{\zeta}(\bar{t})$
- $r = \zeta(t) + (L(t) - \zeta(t))\bar{r}$
- avec $\varepsilon = cste$
- $t = \tau \bar{t}$
- $T = T_{inf} \bar{T}$

les équations (B.1) à (B.3) sont adimensionnées, telles que :

$$\ddot{\bar{\zeta}} = \frac{1}{\bar{\zeta}} \left[RP_1 \bar{P} + RP_2 (\bar{T}_B - 1) + RP_3 \frac{T_B}{\bar{\zeta}^3} - \frac{3}{2} \dot{\bar{\zeta}}^2 - RP_4 \frac{\dot{\bar{\zeta}}}{\bar{\zeta}} - \frac{RP_5}{\bar{\zeta}} \right] \quad (\text{B.4})$$

$$\frac{\partial \bar{T}_\ell}{\partial \bar{t}} + \frac{D_1}{\varepsilon + \bar{r}(1 - \varepsilon)} \frac{\partial \bar{T}_\ell}{\partial \bar{r}} = D_7 \left[\frac{D_2}{\varepsilon + \bar{r}(1 - \varepsilon)} \frac{\partial \bar{T}_\ell}{\partial \bar{r}} + \frac{\partial^2 \bar{T}_\ell}{\partial \bar{r}^2} \right] \quad (\text{B.5})$$

$$\left. \frac{\partial \bar{T}_\ell}{\partial \bar{r}} \right|_{\bar{r}=0} = D_4 D_6 \quad (\text{B.6})$$

avec :

- $\bar{P} = \frac{P_{v0} - P_\infty(t)}{P_{\infty 0} - P_{v0}}$
- $RP_1 = \frac{(P_{\infty 0} - P_{v0}) \tau^2}{\rho_\ell \zeta_0^2}$
- $RP_2 = \frac{\rho_v h_{\ell v} \tau^2}{\rho_\ell \zeta_0^2}$
- $RP_3 = \frac{P_{g0} \tau^2}{\rho_\ell \zeta_0^2}$
- $RP_4 = \frac{4\mu_\ell \tau}{\rho_\ell \zeta_0^2}$
- $RP_5 = \frac{2\gamma_{\ell v} \tau^2}{\rho_\ell \zeta_0^3}$
- $D_1 = \frac{\varepsilon^3 \dot{\bar{\zeta}}}{(1 - \varepsilon) \bar{\zeta}}$
- $D_2 = 2(1 - \varepsilon)$

- $D7 = \frac{\alpha_\ell \tau}{\zeta_0^2 \bar{\zeta}^2 \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right)^2}$
- $D4 = \frac{\rho_v h_{\ell v} \zeta_0^2 (1 - \varepsilon)}{k_\ell T_{inf} \tau \varepsilon}$
- $D6 = \bar{\zeta} \dot{\zeta}$

B.3 Discrétisation

Le maillage du domaine liquide entourant la bulle s'effectue sur une couche de liquide, dans l'intervalle $[\bar{r} = 0, \bar{r} = 1]$, divisé en N intervalles égaux, de longueur $\Delta \bar{r}$ (cf. B.2).

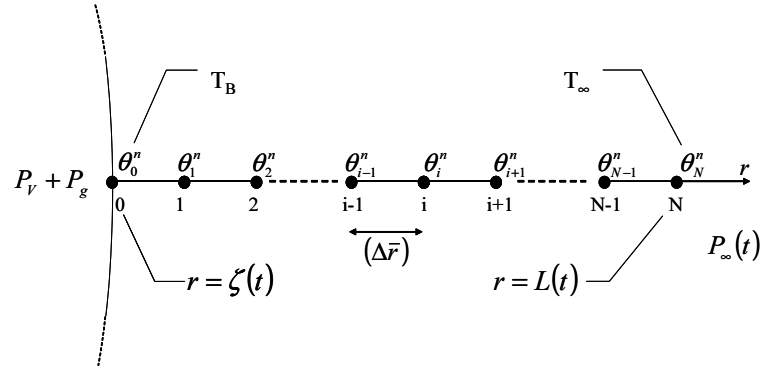


FIG. B.2 – Discrétisation du domaine fluide entre la bulle sphérique et le milieu liquide au repos à l'infini

L'indice i indique le numéro du noeud où est calculée la température et l'exposant n indique l'instant de calcul. L'intervalle de temps est noté $\Delta \bar{t}$, et le paramètre de discrétisation est noté s , avec :

$$s = \frac{\Delta \bar{t}}{(\Delta \bar{r})^2}$$

Chaque dérivée partielle est discrétisée par un schéma explicite aux différences finies d'ordre 2 (E.D.C.) :

- $\frac{\partial \bar{T}_\ell}{\partial \bar{t}} = \frac{\theta_i^{n+1} - \theta_i^n}{(\Delta \bar{t})}$
- $\frac{1}{\varepsilon + \bar{r}(1 - \varepsilon)} \frac{\partial \bar{T}_\ell}{\partial \bar{r}} = \frac{1}{(\Delta \bar{r}) \left[(1 - \varepsilon)(i - 1) + \frac{\varepsilon}{(\Delta \bar{r})} \right]} \frac{\theta_{i+1}^n - \theta_{i-1}^n}{2(\Delta \bar{r})}$
- $\frac{\partial^2 \bar{T}_\ell}{\partial \bar{r}^2} = \frac{\theta_{i+1}^n - 2\theta_i^n + \theta_{i-1}^n}{(\Delta \bar{r})^2}$
- $\left. \frac{\partial \bar{T}_\ell}{\partial \bar{r}} \right|_{\bar{r}=0} = \frac{1}{2(\Delta \bar{r})} [-3\theta_0^n - 4\theta_1^n + \theta_2^n]$ (Condition de Neuman à l'interface bulle/liquide)

Les Equations (B.5) et (B.6) s'expriment alors :

$$\theta_i^{n+1} = s\theta_{i-1}^n \left[D7 - \frac{1}{2}D5 \right] + \theta_i^n \left[1 - 2sD7 \right] + s\theta_{i+1}^n \left[D7 + \frac{1}{2}D5 \right] \quad (\text{B.7})$$

$$\theta_0^n = -\frac{2}{3} \left[D4D6(\Delta \bar{r}) - 2\theta_1^n + \frac{1}{2}\theta_2^n \right] \quad (\text{B.8})$$

avec :

- $D3 = (1 - \varepsilon)(i - 1) + \frac{\varepsilon}{(\Delta \bar{r})}$

- $D_5 = \frac{D_2 D_7 - D_1}{D_3}$

NB: La température T_B de la bulle en $\bar{r} = 0$ à l'instant n est : θ_0^n

B.4 Résolution numérique

1. Saisie des données : propriétés du fluide
2. Choix des paramètres : $\zeta_0, \dot{\zeta}_0, \tau, \varepsilon, s, N, t_{max}$
3. Calcul de $(\Delta \bar{r})$ et $(\Delta \bar{t})$
4. initialisation de la température des noeuds
5. Calcul de la répartition de température à l'instant $t+1$ avec le schéma explicite aux différences finies
6. Calcul du rayon de la bulle à l'instant $t+1$ par un algorithme de Runge Kutta d'ordre 4
7. Incrémentation du temps
8. Retour à l'étape 5 tant que $t < t_{max}$

B.5 Résultats

Le modèle élaboré présente un intérêt quand il y a un couplage entre les phénomènes thermiques et dynamiques. De plus, la répartition de température dans le liquide est donnée (figure B.4b). La figure B.3 compare le résultat du modèle numérique à l'équation (1.10) qui ne prend pas en compte la valeur initiale ζ_0 du rayon de la bulle. On constate que la bulle, de rayon initial $\zeta_0 = 0,1\mu m$, atteint un rayon de $10\mu m$ en $0,04ms$, avec $(\delta P)_\infty = 0,5MPa$. L'équation (1.10) donne une valeur supérieure à celle calculée. Dans l'analyse phénoménologique du chapitre 2, nous avons trouvé $\zeta = 10\mu m$ en $0,02ms$.

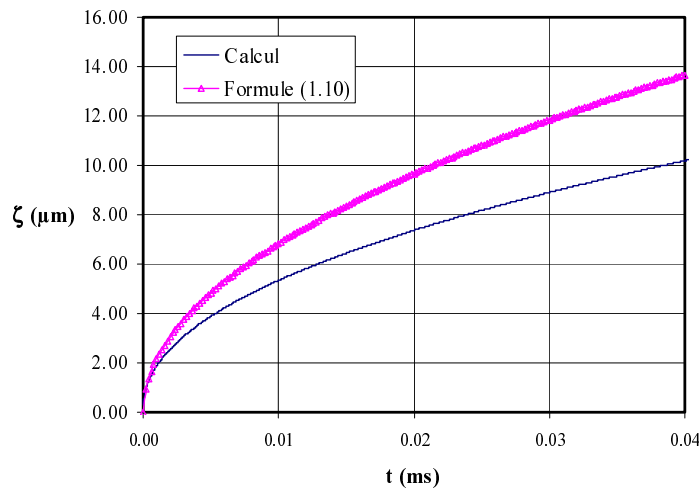
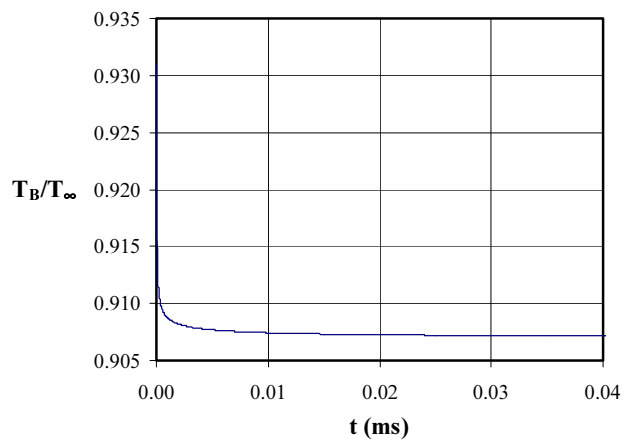
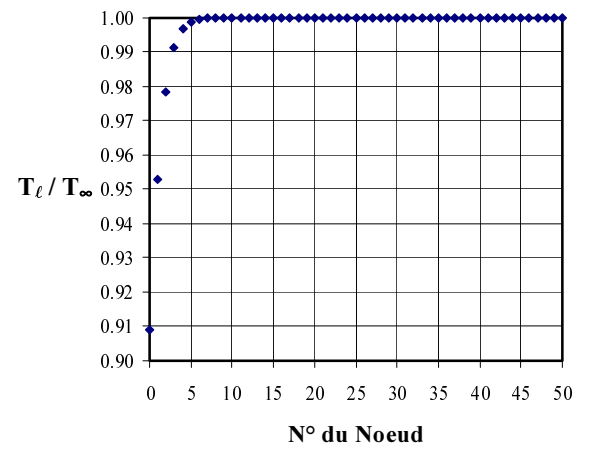


FIG. B.3 – Evolution du rayon d'une bulle de vapeur dans un milieu infini pour $(\delta P)_\infty = 0,5MPa$ et $\zeta_0 = 0,1\mu m$



a)



b)

FIG. B.4 – a) Température à la surface de la bulle b) Répartition de température dans la couche limite thermique calculée avec 50 Noeuds, et $\varepsilon = 0,1$

Bibliographie

- [BBGL97] J. Bonjour, F. Boulanger, D. Gentile, and M. Lallemand. Etude phénoménologique de l'ébullition en espace confiné à partir d'un site de nucléation isolé. *Revue Générale de Thermique*, 36:562–572, 1997.
- [BCS98] G.J. Brereton, R.J. Crilly, and J.R. Spears. Nucleation in small capillary tubes. *Chemical Physics*, 230:253–265, 1998.
- [Bre95] C.E. Brennen. *Cavitation and Bubble Dynamics*. Oxford University Press, 1995.
- [BTT03] D. Brutin, F. Topin, and L. Tadrist. Experimental study of unsteady convective boiling in heated minichannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46:2957–2965, 2003.
- [CGW78] R. Clift, J.R. Grace, and M.E. Weber. *Bubbles, Drops, and Particles*. Academic Press, Inc. (London) LTD, 1978.
- [CL01] D. Chen and S. Lin. Underpressure of vaporization of refrigerant r-134a through a diabatic capillary tube. *International Journal of refrigeration*, 24:261–271, 2001.
- [CT01] W.B. Chen and R.B.H. Tan. A model for steam bubble formation at a submerged nozzle in flowing subcooled water. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 22:552–560, 2001.
- [Dar71] J.S. Darrozes. The method of matched asymptotic expansions applied to problems involving two singular perturbation parameters. *Fluid dynamics Transactions*, 6, Part II:119–129, 1971.
- [DC83] J.S. Darrozes and G.L. Chahine. Les recherches sur le phénomène de cavitation effectuées à l'e.n.s.t.a. *Sciences et Techniques de l'Armement*, 57(1er Fasc.), 1983.
- [DC01] G. Duhar and C. Colin. Croissance et détachement de bulles dans un écoulement cisailé. In *15ème Congrès Français de Mécanique*, volume Mécanique des Fluides, pages 1–6, Nice, France, Sept. 3-7 2001.
- [Deb96] P.G. Debenedetti. *Metastable Liquids: Concepts and Principles*. Princeton University Press, 1996.
- [Del73] J.M. Delhaye. Conditions d'interface et source d'entropie dans les systèmes diphasiques. Technical report, Commissariat à l'Energie Atomique, 1973.
- [DM96] J.S. Darrozes and A. Monavon. Analyse phénoménologique des écoulements. Université Pierre et Marie Curie, 1996.
- [Kan02] S.G. Kandlikar. Fundamental issues related to flow boiling in minichannels and microchannels. *Experimental and Thermal Fluid Science*, 26:389–407, 2002.
- [KCK02] A. Kawahara, P.M. Chung, and M. Kawaji. Investigation of two-phase flow pattern, void fraction and pressure drop in a microchannel. *Journal of Multiphase Flow*, 28:1411–1435, 2002.
- [LCHR03] K. Loubière, V. Castaignède, G. Hébrard, and M. Roustan. Bubble formation at a flexible orifice with liquid cross-flow. *Chemical Engineering and Processing*, In Press, Corrected Proof, Available online 2 April 2003:1–9, 2003.
- [Mit01] J. Mitrovic. Survival conditions of a vapour bubble in saturated liquid flowing inside a microchannel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44:2177–2181, 2001.

- [ML99] G.M. Mala and D. Li. Flow characteristics of water in microtubes. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 20:142–148, 1999.
- [MWS99] C.D. Meinhart, S.T. Wereley, and J.G. Santiago. Piv measurements of a microchannel flow. *Experiments in Fluids*, 27:414–419, 1999.
- [PBAF99] I. Papautsky, J. Brazzle, T. Ameel, and A.B. Frazier. Laminar fluid behaviour in microchannels using micropolar fluid theory. *Sensors and Actuators*, 73:101–108, 1999.
- [PHW98] X.F. Peng, H.Y. Hu, and B.X. Wang. Boiling nucleation during liquid flow in microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 41:101–106, 1998.
- [Ple48] M.S. Plesset. Dynamics of cavitation bubbles. *Trans. ASME, Journal of Applied Mechanics*, 16:228–231, 1948.
- [PYH01] Y.P. Peles, L.P. Yarin, and G. Hetsroni. Steady and unsteady flow in a heated capillary. *International Journal of Multiphase Flow*, 27:577–598, 2001.
- [PZ54] M.S. Plesset and S.A. Zwick. The growth of vapor bubbles in superheated liquids. *Journal of Applied Physics*, 25(4):493–500, 1954.
- [QM02] W. Qu and I. Mudawar. Prediction and measurement of incipient boiling heat flux in micro-channel heat sinks. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45:3933–3945, 2002.
- [QM03] W. Qu and I. Mudawar. Measurement and prediction of pressure drop in two-phase flow microchannel heat sinks. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46:2737–2753, 2003.
- [QML00] W. Qu, G.M. Mala, and D. Li. Pressure-driven water flows in trapezoidal silicon microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43:353–364, 2000.
- [Scr59] L.E. Scriven. *On the dynamics of phase growth*, volume 10 of *Chemical Engineering Sciences*, pages 1–13. 1959.
- [SFK02] A. Serizawa, Z. Feng, and Z. Kawara. Two phase flow in microchannels. *Experimental and Thermal Fluid Science*, 26:703–714, 2002.
- [Ste92] K. Stephan. *Heat Transfer in Condensation and Boiling*. Springer-Verlag, springer-verlag berlin and heidelberg gmbh & co. kg edition, 1992.
- [SWM⁺98] J.G. Santiago, S.T. Wereley, C.D. Meinhart, D.J. Beebe, and R.J. Adrian. A particle image velocimetry system for microfluidics. *Experimental in Fluids*, 25:316–319, 1998.
- [Wal69] G.B. Wallis. *One-dimensional two-phase flow*. McGraw Hill, New York, 1969.
- [WC03] H.Y. Wu and P. Cheng. Visualisation and measurements of periodic boiling in silicon microchannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 46:2603–2614, 2003.
- [WH65] L.A. Waldman and G. Houghton. Spherical phase growth in superheated liquids. *Chemical Engineering Sciences*, 20:625–636, 1965.
- [ZKJ01] L. Zhang, J.M. Koo, and L. Jiang. Study of boiling regimes and transient signal measurements in microchannels. In *the 11th International Conference on Solid-State Sensors and Actuators*, volume Transducers'01, pages 1514–1517, Munich, Germany, Jun. 10-14 2001.

Table des figures

1	Interstices résiduels résultant du contact entre une surface rugueuse et un plan lisse rigide	9
2	Surface rugueuse à strie en spirale résultant d'une opération de tournage	10
1.1	Diagramme (P,T,V)	14
1.2	Courbe de saturation	15
1.3	Diagrammes (P,V) a) et (μ,P) b)	15
1.4	Surchauffe nécessaire à l'initiation de la nucléation en fonction du diamètre hydraulique des capillaires	17
1.5	Évolution de la température de nucléation en fonction du diamètre du tube • Observations expérimentales; ◦ Modèle théorique [BCS98]	18
1.6	Site expérimental de nucléation en ébullition en vase [BBGL97]	19
1.7	Distribution le long du capillaire de la pression mesurée p , et de la pression de vapeur saturante p_{sat} , correspondant à la température mesurée [CL01]	21
1.8	Visualisation de l'ébullition d'eau circulant dans un capillaire de diamètre intérieur $50\mu m$ et de longueur $10mm$. Les régimes d'écoulement dépendent du préchauffage de la phase liquide en amont de la section d'essai [SFK02]	23
1.9	Changement de phase dans des microcapillaires a) Capillaire de diamètre hydraulique $113\mu m$: Régime à bulles b) Capillaire de diamètre hydraulique $44\mu m$: Une ou deux bulles forment immédiatement un bouchon [ZKJ01]	24
1.10	Mesure des fluctuations de pression à l'entrée du capillaire de diamètre hydraulique $113\mu m$ (Calibration: $1\Omega = 6,895kPa$) [ZKJ01]	24
1.11	Mesure des fluctuations de température a), de pression b) et de débit c) dans les capillaires de diamètre hydraulique $82,8\mu m$ [WC03]	25
1.12	Mesure des fluctuations de pression en sortie de capillaire $Q_m = 240kg.m^{-2}.s^{-1}$, $\varphi_p = 9,6.104W.m^{-2}$ [BTT03]	25
1.13	Mesure des fluctuations de pression associées à l'ébullition convective, à l'entrée et à la sortie d'un échangeur à eau composé de 21 microcanaux rectangulaires disposés en parallèle [QM03]	26
1.14	Stabilité de l'écoulement diphasique dans un minicanal, de $0,5 \times 4 \times 50mm$, chauffé à la paroi [BTT03]	26
1.15	Comparaison théorie-expérimental du coefficient de frottement f en fonction du nombre de Reynolds Re [ML99]	27
2.1	Recherche d'un front fixe de changement de phase dans le cas d'un flux de chaleur constant imposé à la paroi	38
2.2	Evolution de la température \bar{T}_{ℓ_0} en fonction de \bar{z} (2.61) pour différents $\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell}$ à flux de chaleur constant imposé à la paroi et un front de vaporisation situé à l'abscisse $\bar{z}_i = 0,5$	43
2.3	Recherche d'un front fixe de changement de phase dans le cas d'un capillaire diabatique	45
2.4	Evolution de la température \bar{T}_{ℓ_0} en fonction de $\bar{z} = \bar{z}_i - \frac{\bar{z}}{\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell}}$ (2.89) pour $\tilde{\mathcal{P}}_{e_\ell} = 1000$ dans le cas d'un capillaire diabatique et un front de vaporisation situé à l'abscisse $\bar{z}_i = 0,5$	47
2.5	Ebullition sur un front mobile	49
2.6	Paramètre thermodynamique de Brennen [Bre95]	51

2.7	Bulle sphérique dans un milieu liquide au repos à l'infini	51
2.8	Bulle de nucléation accrochée à la paroi du capillaire	55
2.9	Formation de bouchons dans un capillaire suite à la formation de bulles par nucléation hétérogène	56
2.10	Expulsion d'un bouchon composé de vapeur et de gaz parfait non condensable par dépression en sortie d'un capillaire	57
2.11	Evolution temporelle de la pression en sortie du capillaire	57
2.12	Evolution temporelle pour différentes valeurs du paramètre Ω de la longueur d'un bouchon de vapeur de taille et d'abscisse initiales $b_0 = 2a$ et $\bar{z}_i = 0,5$, dans un capillaire adiabatique de rayon $a = 20\mu m$ avec $P_e - P_s = 0,5MPa$. Echelles: $\tau_p = 3,11s$; $(\delta b) = 3,87mm$	62
2.13	Evolution temporelle pour différentes valeurs du paramètre Ω a) de la position de l'interface amont et b) de la température aux interfaces d'un bouchon de vapeur de taille et d'abscisse initiales $b_0 = 2a\mu m$ et $\bar{z}_i = 0,5$, dans un capillaire adiabatique de rayon $a = 20\mu m$ avec $P_e - P_s = 0,5MPa$. Echelles: $\tau_p = 3,11s$; $L = 0,3m$; $(\delta T) = 29K$. . .	62
3.1	Ensemble Caméra, Microscope, Eclairage, Déplacement horizontal	68
3.2	Capillaire de diamètre intérieur $20\mu m$. Taille de l'image: $1024(H) \times 256(V)$ Fps: 980 Temps d'obturation $200\mu s$	68
3.3	Vue en coupe du réservoir coulissant le long du capillaire	70
3.4	Débitmètre massique thermique	71
3.5	Représentation graphique de la table de correspondance lecture-debit du tube du rotamètre pour de l'air	71
3.6	Liaison débitmètre - capillaire	72
3.7	Vue d'ensemble du dispositif expérimental	73
3.8	Valeurs expérimentales des rayons en fonction de la différence de pression aux extrémités du capillaire	74
4.1	Influence sur la visualisation de l'indice de réfraction du fluide contenu dans le capillaire	77
4.2	Analyse d'une image d'un "écoulement diphasique": distinction entre la phase liquide et la phase vapeur	77
4.3	Progression de l'interface arrière d'un bouchon de vapeur circulant dans un capillaire de diamètre intérieur $2a = 20\mu m$ pour $(\delta P) = 0,434MPa$. Site de nucléation à 156 mm de l'entrée. Temps entre deux images: $547\mu s$	78
4.4	Evolution temporelle de la position de l'interface arrière de bouchons de vapeur circulant dans des capillaires de diamètre intérieur 20, 40 et $50\mu m$	78
4.5	Comparaison analytique-expérimental de l'évolution temporelle de la taille d'un bouchon de vapeur circulant dans un capillaire de diamètre intérieur $40\mu m$ pour $(\delta P) = 0,5584MPa$. Site de nucléation à 166 mm de l'entrée.	80
4.6	Evolution temporelle de la position des interfaces avant et arrière d'un bouchon de vapeur circulant dans un capillaire de diamètre intérieur $40\mu m$ pour $(\delta P) = 0,5584MPa$. Site de nucléation à 166 mm de l'entrée.	80
4.7	Historique de la phase vapeur, reconstitué à partir d'images composites, dans un capillaire de diamètre intérieur $2a = 40\mu m$ pour $(\delta P) = 0,2494MPa$. Site de nucléation à 107 mm de l'entrée	81
4.8	Evolution de la taille b des inclusions de vapeur dans un capillaire de diamètre intérieur $2a = 20\mu m$ pour différents (δP)	82
4.9	Evolution de la taille b des inclusions de vapeur dans un capillaire de diamètre intérieur $2a = 40\mu m$ pour différents (δP)	83
4.10	Evolution de la taille b des inclusions de vapeur dans un capillaire de diamètre intérieur $2a = 50\mu m$ pour $(\delta P) = 0,0642MPa$	83

4.11	Evolution de la taille b des inclusions de vapeur dans un capillaire de diamètre intérieur $2a = 60\mu m$ pour différents (δP)	84
4.12	Influence de (δP) sur l'évolution la taille b des inclusions de vapeur issues d'un même site de nucléation dans un capillaire de diamètre intérieur a) $2a = 20\mu m$ et b) $2a = 40\mu m$	84
4.13	Jet de liquide "surchauffé" à la sortie d'un capillaire de diamètre intérieur $2a = 50\mu m$, avec $(\delta P) = 6MPa$	85
4.14	Thermocouple disposé à la sortie du capillaire, dans l'axe de l'écoulement	85
4.15	Formation de "glace" sur le thermocouple placé à la sortie d'un capillaire de diamètre intérieur $2a = 60\mu m$	86
4.16	Mesures expérimentales du débit massique en fonction de la différence de pression (δP) dans un capillaire de diamètre intérieur "fabriquant" $2a = 20\mu m$. Comparaison avec le débit massique théorique calculé en monophasique liquide pour $2a = 22\mu m$. ($P_e = cste$)	86
A.1	Propriétés à $0,1013MPa$	91
A.2	Propriétés à la saturation par incréments de pression	92
B.1	Bulle sphérique dans un milieu liquide au repos à l'infini	93
B.2	Discretisation du domaine fluide entre la bulle sphérique et le milieu liquide au repos à l'infini	95
B.3	Evolution du rayon d'une bulle de vapeur dans un milieu infini pour $(\delta P)_\infty = 0,5MPa$ et $\zeta_0 = 0,1\mu m$	96
B.4	a) Température à la surface de la bulle b) Répartition de température dans la couche limite thermique calculée avec 50 Noeuds, et $\varepsilon = 0,1$	97

Liste des tableaux

2.1	Principales propriétés du <i>R134a</i> et de l'hydrogène	31
3.1	Valeurs du nombre $\mathcal{R}e_{\ell*}$ pour des fluides significatifs du problème d'étanchéité	66
3.2	Caractéristiques de la caméra rapide	69
3.3	Indices de réfraction des différents milieux traversés par un faisceau lumineux	70
3.4	Valeurs de la moyenne et de l'écart type associés aux nuages de points des figures (3.8a) et (3.8b)	74
4.1	Temps caractéristiques d'activation de la nucléation	78