



ÉBULLITION SUR SITE ISOLÉ : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA DYNAMIQUE DE CROISSANCE D'UNE BULLE ET DES TRANSFERTS ASSOCIÉS.

Magali Barthes

► To cite this version:

Magali Barthes. ÉBULLITION SUR SITE ISOLÉ : ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA DYNAMIQUE DE CROISSANCE D'UNE BULLE ET DES TRANSFERTS ASSOCIÉS.. Physique [physics]. Université de Provence - Aix-Marseille I, 2005. Français. NNT : . tel-00067749

HAL Id: tel-00067749

<https://theses.hal.science/tel-00067749>

Submitted on 7 May 2006

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

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

THESE

Présentée et soutenue publiquement le 12 décembre 2005 pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE PROVENCE

Mention : Sciences Spécialité : Mécanique Energétique

Par

Magali BARTHÈS

Ébullition sur site isolé : étude expérimentale de la dynamique de croissance d'une bulle et des transferts associés.

Composition du Jury :

<i>Rapporteurs :</i>	Pr. Monique LALLEMAND	(CETHIL, Lyon)
	Pr. Jean-Claude LEGROS	(ULB, Bruxelles, Belgique)
<i>Examineurs :</i>	Pr. Peter STEPHAN	(TUD, Darmstadt, Allemagne)
	Dr. Olivier LEBAGUE	(CEA, Grenoble)
	Dr. Robert SANTINI	(IUSTI, Marseille)
	Pr. Lounès TADRIST (directeur de thèse)	(IUSTI, Marseille)
<i>Invités :</i>	Pr. Roger MARTIN	(IUSTI, Marseille)
	Dr. Christelle REYNARD-CARETTE	(IUSTI, Marseille)

REMERCIEMENTS

Les travaux qui sont ici présentés ont été effectués au sein de l'équipe de recherche "Transferts de Chaleur et de Masse" du laboratoire IUSTI, Ecole polytechnique universitaire de Marseille, Département Mécanique et Energétique (UMR 6595 CNRS & université de Provence).

Je remercie la direction du département et du laboratoire, représentée respectivement par Mr P. Gaune, et Mr R. Martin, qui m'ont accueillie au sein du laboratoire.

Je tiens à remercier Mr. L. Tadrist, qui a dirigé ce travail de thèse. Ses conseils, ses encouragements et nos nombreuses discussions scientifiques m'ont aidée tout au long de cette thèse. Mes sincères remerciements à Mr R. Santini, pour son encadrement et ses encouragements (sans oublier les nombreuses sucreries). Sa présence quotidienne et son aide, que ce soit sur le plan professionnel ou personnel, ont fortement contribué à l'aboutissement de ce travail. J'exprime ma plus grande gratitude à Mme C. Reynard-Carette, pour sa présence, son aide, sa disponibilité. J'ai eu la chance de trouver en elle une amie.

Je suis reconnaissante à Mme M. Lallemand et à Mr J.C. Legros qui ont accepté d'être rapporteurs de ce travail. Mes remerciements à Mr P. Stephan, qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse. Un grand merci à Mr O. Lebaigue pour ses remarques et ses conseils sur ce mémoire. Mes remerciements à Mr R. Martin qui a accepté d'examiner ce travail de thèse.

Mes sincères remerciements à toute l'équipe administrative et technique de l'IUSTI pour leur disponibilité et leur gentillesse. Un grand merci à Mr J.C. Morellini, Mr P. Cervetti et Mr J. Le Quéré pour leur aide précieuse et leur grand savoir-faire, indispensable sur mon dispositif technique. Je remercie Mr. J. Duplat pour son aide et l'intérêt qu'il a manifesté pour mon travail. Je remercie par ailleurs Mr O. Rahli pour ses conseils, et sa bonne humeur. Merci à Mr E. Daniel pour ses remarques constructives sur mon travail. J'exprime ma reconnaissance à Mr C. Le Niliot pour ses nombreux conseils à divers niveaux.

Un grand merci à l'ensemble du personnel de la Filière Instrumentation et de l'IUT de Marseille, département GTE, chez qui j'ai été accueillie à bras ouverts au cours de mes vacances.

Mes remerciements, les plus sincères à la « dream team » : Stéphanie, Laura, Cyril, Jacqueline, Guillaume L., Guillaume P., Cristobal, Christian, Erwin, JP, Remy, Anne, Waddah, Sébastien, Kokou, Tim, Nicolas, Christophe, ... je n'oublierai jamais le temps passé ensemble, que ce soit à l'IUSTI ou en dehors. Vous êtes tous supers !

Merci à ceux que je n'ai pas cités mais qui m'ont encouragée quotidiennement, par quelques mots ou un sourire. Merci à mes amis, d'ici et d'ailleurs, qui m'ont toujours soutenue et encouragée.

Enfin, un merci particulier à ceux sans qui je ne serai pas arrivée là où j'en suis : ma famille, mes parents, ma sœur et mon frère, pour leur confiance et leur amour.

A mes parents, à mes amis

NOMENCLATURE

a	Diffusivité thermique	$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
C	Chaleur spécifique massique	$\text{J.Kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$
c	Concentration	mol.m^{-3}
D	Diamètre	m
G	Enthalpie libre	J
g	Enthalpie libre massique	J.Kg^{-1}
g	Accélération de la gravité	m.s^{-2}
H	Hauteur	m
h_{lv}	Enthalpie de changement d'état	J.Kg^{-1}
L_c	Longueur capillaire	m
L	Longueur	m
m	Masse	Kg
$\dot{m}$	Flux de masse	$\text{Kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$
$\vec{n}$	Vecteur unitaire dans la direction de la normale	

Pc	Puissance de chauffe	W
P	Pression	Pa
r	Rayon	m
R	Rayon	m
$\bar{R}$	Constante des gaz parfaits par unité de masse	J.K ⁻¹ .mol ⁻¹ .Kg ⁻¹
$\vec{s}$	Vecteur unitaire dans la direction de la tangente	
s	Entropie massique	J.K ⁻¹ .Kg ⁻¹
T	Température	°C
ΔT_{sub}	Sous refroidissement, $\Delta T_{\text{sub}} = T_{\text{sat}} - T_l$	°C
U	Vitesse	m.s ⁻¹
u	Énergie interne massique	J.Kg ⁻¹
V	Volume	m ³

INDICES

a	Avancée
∞	Pour le liquide : loin de la paroi
c	Cavité
det	Détachement
eq	Équilibre thermodynamique
final	État final
i	Interface
initial	État initial
l	Liquide
max	Maximal
p	Paroi
r	Recul
s	Solide
sat	Saturation
v	Vapeur
x	Axe des abscisses
y	Axe des ordonnées

LETTRES GRECS

α, β, γ	Angle	degrés
δ	Couche limite	m
ζ	Courbure	m^{-1}
θ	Angle de contact	degrés
λ	Conductivité thermique	$W.m^{-1}.C^{-1}$
μ	Potentiel chimique	$J.kg^{-1}$
μ	Viscosité dynamique	$Kg.m^{-1}.s^{-1}$
ν	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$
ρ	Masse volumique	$kg.m^{-3}$
Σ	Surface	m^2
σ	Tension superficielle	$N.m^{-1}$
τ	Temps caractéristique	s
τ	Tenseur des contraintes	

INTRODUCTION..... 1

Chapitre I Ébullition : présentation et éléments de théorie..... 7

I-A- Présentation de l'ébullition.....	8
I-A-1- Notions de base et définitions.	8
I-A-1-1- Changement d'état liquide-vapeur.	8
I-A-1-2- Interface et tension de surface.	9
I-A-1-3- Équations de bilan dans le cas du changement de phase.	11
I-A-1-4- Mouillage et angle de contact.....	12
I-A-2- Effet Marangoni : origine et présentation.	13
I-A-3- Nombres caractéristiques.....	15
I-A-4- Courbe d'ébullition.	16
I-B- Nucléation hétérogène.	17
I-B-1- Champ de température uniforme.	18
I-B-2- Évolution des embryons de vapeur.....	23
I-B-3- Champ de température non uniforme.	26
I-C- Croissance de bulles de vapeur.	27
I-C-1- Régimes de croissance de la bulle de vapeur.	27
I-C-1-1- Régime inertiel (phase isotherme).....	27
I-C-1-2- Régime diffusif (phase isobare).....	28
I-C-1-3- Phases de croissance de la bulle de vapeur.	29
I-C-2- Forces agissant sur la bulle.....	31
I-C-3- Modèles de croissance.	32
I-C-3-1- Croissance par évaporation sur toute la surface de la bulle.....	33
I-C-3-2- Croissance par évaporation de la microconche.....	35
I-C-3-3- Croissance combinant l'évaporation des deux régions.....	39
I-C-4- Dynamique de croissance de bulles : résultats récents.	44
I-D- Conclusion.	47

Chapitre II Ébullition : transferts de chaleur et dynamique de croissance. 49

II-A- Moyens technologiques rencontrés dans la littérature et mesures réalisées.	50
II-B- Transferts de chaleur.	55
II-B-1- Influences de la gravité et des paramètres thermiques.	55
II-B-1-1- Gravité terrestre : influence des paramètres thermiques.....	55
II-B-1-2- Influence du niveau de gravité.....	59
II-B-2- Effet Marangoni et influence des incondensables.....	63
II-B-2-1- Effet de la présence de convection Marangoni.....	63
II-B-2-2- Influence des incondensables.	64
II-B-3- Influence de la paroi.....	65
II-B-3-1- Influence de la taille.	65
II-B-3-2- Influence de l'inclinaison.	67
II-B-3-3- État de surface.	68
II-B-4- Influence d'autres paramètres.....	69
II-C- Modes de transferts.....	70
II-D- Conclusion.....	75

Chapitre III : Dispositif expérimental.	77
III-A- Le système physique.	78
III-A-1- Description de la configuration physique.	78
III-A-2- Caractéristiques de la configuration physique.	79
III-A-2-1- Bulle unique.	79
III-A-2-2- Orientation de l'élément chauffant.	80
III-A-2-3- Choix du fluide.	81
III-A-2-4- Choix des conditions thermiques.	82
III-B- Bancs d'expérimentation et conditions opératoires.	83
III-B-1- Montage expérimental : description.	83
III-B-2- Cellule de test et instrumentation.	84
III-B-2-1- Description.	84
III-B-2-2- Vase d'expansion et boucle fluide.	85
III-B-2-3- Régulation et température.	87
III-B-2-4- Élément chauffant.	87
III-B-2-4-i- Élément plan simple.	87
III-B-2-4-ii- Élément plan instrumenté d'un fluxmètre.	88
III-B-3- Protocole expérimental.	90
III-C- Techniques de mesures et traitement.	91
III-C-1- Mesures thermiques.	91
III-C-1-1- Température du liquide.	92
III-C-1-1-i- Température du bain liquide.	92
III-C-1-1-ii- Mise en température du bain liquide.	93
III-C-1-2- Température de surface et flux de chaleur.	93
III-C-1-2-i- Principe du fluxmètre.	93
III-C-1-2-ii- Mesures de la température de surface.	94
III-C-1-2-iii- Mesures de flux.	95
III-C-1-3- Traitement des mesures thermiques.	96
III-C-2- Mesures optiques.	97
III-C-2-1- Visualisation et acquisition du phénomène.	98
III-C-2-2- Traitement vidéo.	98
III-D- Montage expérimental complémentaire.	104
III-D-1- Cellule de test et instrumentation.	105
III-D-2- Protocole expérimental.	106
III-E- Conclusion.	106

Chapitre IV Résultats et discussion : mesures optiques et thermiques...... **109**

IV-A- Mesures optiques.	109
IV-A-1- Configuration et vocabulaire employé.	110
IV-A-2- Traitement d'images : géométrie de la bulle et étude paramétrique.	111
IV-A-2-1- Contour des bulles.	111
IV-A-2-2- Influence du niveau de sous-refroidissement.	112
IV-A-2-3- Influence de la puissance de chauffe.	114
IV-A-2-4- Influence de l'inclinaison.	116
IV-A-2-5- Stationnarité du phénomène.	117
IV-A-3- Traitement des données et analyse de l'influence des paramètres sur la dynamique de croissance de la bulle.	118
IV-A-3-1- Vitesse d'interface.	118
IV-A-3-2- Influence sur le diamètre de détachement.	122
IV-A-3-2-i- Évolution du diamètre de détachement.	122

IV-A-3-2-ii- Évaluation des forces agissant sur la bulle.....	124
IV-A-3-3- Influence sur la période d'émission.....	127
IV-A-4- Dynamique de croissance : comparaison des résultats avec la littérature et corrélations....	129
IV-A-5- Détermination des flux nets de changement d'état.....	137
IV-A-5-1- Flux instantanés.....	137
IV-A-5-2- Flux moyens.....	140
IV-A-5-3- Corrélation entre la hauteur et le diamètre maximal.....	142
IV-B- Mesures thermiques.....	149
IV-B-1- Corrélation entre signaux optiques et thermiques.....	149
IV-B-2- Mesures de la température de surface.....	151
IV-B-3- Influence des paramètres thermiques.....	154
IV-C- Transferts thermiques associés à la croissance de la bulle.....	159
IV-C-1- Influence de la bulle et flux réellement associé à la bulle.....	159
IV-C-2- Discussion sur les flux et les modes de transfert de la chaleur.....	161
IV-D- Conclusion.....	164
 Chapitre V Phénomène particulier : l'effet Marangoni, résultats et discussion	 165
V-A- Écoulements et instabilités dans un liquide non dégazé.....	166
V-A-1- Mise en évidence d'instabilités convectives autour d'une bulle de vapeur.....	166
V-A-2- Cas d'une bulle d'air.....	168
V-B- Convection Marangoni : mise en évidence du phénomène.....	171
V-B-1- Mode stationnaire : ensemencement.....	171
V-B-2- Modes oscillatoires et seuils de déclenchements : ombroscopie.....	172
V-C- Effet Marangoni : mesures thermiques.....	174
V-C-1- Changement de phase : mesures de température effectuées.....	174
V-C-2- Sans changement de phase : mesure de flux.....	176
V-D- Discussion sur l'origine du phénomène	179
V-D-1- Effet des incondensables.....	179
V-D-2- Discussion sur le type de convection Marangoni (solutal, thermocapillaire).....	181
V-E- Conclusion :.....	182
 CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES.....	 183
 ANNEXE A : Compléments sur les nucléations homogène et hétérogène.....	 187
A-1-Nucléation homogène	187
A-1-1-Condition d'équilibre au sein d'un liquide surchauffé.....	188
A-1-2-Énergie nécessaire à la formation d'un nucleus de vapeur	191
A-1-3-Stabilité d'un nucleus de vapeur.....	191
A-2-Nucléation hétérogène : Cas d'une paroi plane parfaitement lisse.....	192

ANNEXE B : Stabilité des sites de nucléation	195
B-1- Influence de l'angle d'ouverture et de l'angle de contact sur la courbure de l'interface de l'embryon de vapeur :.....	195
B-2- Conditions d'existence de l'embryon de vapeur pour des cavités ouvertes et fermées : ..	197
 ANNEXE C : Croissance de bulles dans un liquide uniformément surchauffé	201
C-1-Pour un liquide au repos	201
C-2-Pour un liquide en mouvement.....	204
 ANNEXE D : Ombroscopie.....	205
D-1-Choix de la méthode	205
D-2- Principe de l'ombroscopie	206
 ANNEXE E : Mirage.	209
 RÉFÉRENCES	213

INTRODUCTION

Les technologies utilisées sur terre et dans l'espace évoluent toujours vers une miniaturisation de plus en plus poussée. Corrélativement, ces technologies nécessitent aussi de plus en plus d'énergie et soulèvent ainsi des problèmes thermiques non négligeables qu'il est malaisé de résoudre avec les outils actuels. En conséquence, une attention toute particulière est portée depuis ces dernières années aux transferts de chaleur par ébullition car ceux-ci permettent, à des gammes de température variées et des différences de température souvent peu élevées, la dissipation d'un flux de chaleur important. De telles caractéristiques se révèlent d'un intérêt majeur dans de nombreux domaines, comme par exemple, le refroidissement de composants électroniques. Or, le changement de phase permet un transfert de chaleur important. Cela a entraîné des efforts accrus dans la recherche afin de quantifier le comportement de l'ébullition à des échelles micro et macroscopiques pour différentes conditions de gravité, en vue d'applications à la technologie spatiale.

Ainsi, la compréhension des mécanismes d'ébullition, dans différentes conditions de fonctionnement, est primordiale pour la recherche de solutions thermiques fiables, économiques et efficaces dans le futur. C'est pour cela qu'une approche fondamentale, et en particulier une étude plus locale de la bulle de vapeur, est nécessaire.

Cette thèse s'inscrit dans deux programmes de recherche européens inclus dans le MAP (Microgravity Application Promotion) financés par l'ESA et le CNES, à savoir le programme CIMEX (Convection and Interfacial Mass Exchange) et le programme BOILING. Ces programmes regroupent différents laboratoires de recherche Européens. Le programme CIMEX

a débuté en 2000 tandis que le programme BOILING a commencé en 2004. Le programme CIMEX est coordonné par le docteur P. Colinet (ULB, Bruxelles), et le programme BOILING, par le professeur L. Tadrist (IUSTI, Marseille).

☞ Le programme de recherche CIMEX a pour but d'étudier les processus de transfert de masse à travers des interfaces et leur couplage avec les écoulements et les instabilités induites par la tension superficielle [LEGROS-2000]. L'objectif pratique est l'optimisation des caloducs, des évaporateurs film mince, des technologies d'écoulement diphasique et d'ébullition. Au sein de ce programme, plusieurs travaux expérimentaux et numériques sont menés. L'expérience CIMEX 4 concerne notre laboratoire et comprend deux parties : CIMEX 4a et CIMEX 4b. La partie CIMEX 4b concerne l'étude fondamentale de l'évaporation d'une goutte sessile. Cette thèse s'inscrit dans la partie CIMEX 4a. Les travaux relatifs à CIMEX 4a étaient initialement dédiés uniquement à l'étude des écoulements 3D et oscillatoires de convection thermocapillaire, et des transferts autour d'une seule bulle d'air sans changement de phase [REYNARD-2001-a]. Puis les objectifs scientifiques ont été étendus à l'étude de ces instabilités en présence d'une bulle de vapeur unique (avec changement de phase).

☞ Le programme de recherche BOILING a pour but d'étudier les transferts de chaleur et de masse liés au phénomène d'ébullition à différentes échelles par des approches expérimentales, numériques et théoriques. Quatre thématiques sont abordées :

- ébullition dans le cas d'une bulle isolée.
- ébullition dans le cas de plusieurs bulles de vapeur créées sur des sites de nucléation artificiels et contrôlés.
- ébullition en présence d'un champ électrique.
- ébullition en présence d'un écoulement.

L'objectif final est de développer une expérience commune automatisée qui devra être embarquée à bord de la station spatiale internationale (ISS). Cette expérience servira alors à obtenir des données de référence sur le phénomène d'ébullition.

Ce travail de thèse porte sur le phénomène d'ébullition nucléée. Nous avons fait le choix de nous intéresser au cas d'une bulle de vapeur isolée, en ébullition hétérogène sur une paroi, l'objectif étant de déterminer les transferts de chaleur et de masse associés à l'apparition et la croissance de la bulle. De plus, nous avons décidé de nous intéresser à la dynamique de croissance en comparant nos résultats expérimentaux à ceux, théoriques, de la littérature. Nous avons précisé l'influence de divers paramètres (inclinaison de la surface de nucléation, température du liquide, puissance de chauffe de l'élément) sur les transferts de chaleur et de masse, et sur la dynamique de la bulle. Enfin, l'influence de la présence de gaz d'incondensables dissous et les seuils de déclenchement de convection Marangoni sous certaines conditions autour de la bulle ont été étudiés.

Ce manuscrit s'articule en cinq chapitres :

☞ Premier chapitre

Celui-ci traite plus particulièrement l'aspect théorique du phénomène. Après un bref rappel de la thermodynamique concernant le changement d'état liquide-vapeur, la première partie du chapitre présente les problèmes d'interface qui conditionnent la forme d'une bulle et son évolution. Ceux-ci interviennent à trois niveaux :

- Tension superficielle : forme de la bulle, pression interne, angle de mouillage
- Transfert aux interfaces : évaporation, condensation
- Effet Marangoni (sous certaines conditions)

La seconde partie de ce chapitre traite du problème de nucléation. La création d'un germe susceptible d'entraîner l'apparition d'une bulle de vapeur dépend de plusieurs paramètres qui sont présentés ici. Seul le cas de l'ébullition hétérogène en paroi est traité dans ce chapitre. Le cas général de l'ébullition homogène au sein du liquide ou en paroi est reporté en ANNEXE A.

La troisième et dernière partie concerne la croissance de la bulle de vapeur. Les deux régimes, inertiel et diffusif, sont présentés, ainsi que les différents modèles de croissance basés sur des localisations différentes des changements d'état sur l'interface de la bulle de vapeur

☞ Second chapitre :

Celui-ci est plus particulièrement consacré aux résultats de la littérature les plus pertinents par rapport à notre étude, c'est-à-dire portant sur les transferts de chaleur et de masse associés à l'ébullition.

Une première partie présente rapidement les différentes techniques utilisées. Ensuite, étant donné le très grand nombre de travaux consacrés à ce type d'étude, nous avons surtout analysé les résultats récents, particulièrement ceux de Kim ([KIM-1998], [KIM-2003], KIM-2002-a], KIM-2002-b]) obtenus sur des matrices d'éléments chauffants, et donc susceptibles de fournir des renseignements « locaux ». Par ailleurs nous avons choisi de présenter cette bibliographie en fonction des principaux paramètres étudiés :

- Surchauffe à la paroi (différence entre la température de la paroi et la température de saturation du liquide)
- Sous-refroidissement du liquide (différence entre la température de saturation du liquide et la température du liquide)
- Niveau de gravité
- Nature et position de la paroi
- Présence d'incondensables

Cette « compilation » fait état de résultats souvent contradictoires, dus certainement aux multiples interactions possibles entre les différents paramètres, et justifie amplement le travail entrepris au cours de cette thèse

☞ Troisième chapitre :

Celui-ci est consacré à la présentation du dispositif expérimental développé pour cette étude.

Une première partie présente les motivations qui nous ont conduits au choix du liquide (FC-72), et au choix de la configuration retenue (création d'une bulle de vapeur au-dessous de la paroi chauffante). Le dispositif complet est ensuite détaillé (cellule de test, dispositif de mesures optiques et thermiques). Le protocole expérimental est expliqué, en particulier en ce qui concerne le dégazage du liquide.

Nous donnons quelques précisions en ce qui concerne le traitement d'images (mesures optiques) et le logiciel développé au cours de cette thèse. Le fonctionnement du fluxmètre (mesures thermiques) est aussi abordé.

Enfin nous terminons ce chapitre par la présentation d'une seconde cellule de mesure, dérivée de la précédente, mais plus particulièrement adaptée à l'étude de l'effet Marangoni.

☞ Quatrième chapitre

Celui-ci est entièrement consacré aux résultats expérimentaux obtenus avec le dispositif présenté au troisième chapitre, à leur interprétation, et cela pour différentes conditions opératoires (surchauffe, sous-refroidissement, inclinaison de la paroi)

Une première partie présente les données fournies par la méthode optique (fréquence d'émission des bulles, évolution des paramètres géométriques). Les différentes étapes de la vie d'une bulle sont ainsi mises en évidence, ce qui permet d'obtenir une loi d'évolution du rayon qui est comparée à celles qui sont proposées dans la littérature.

Une deuxième partie analyse les résultats des mesures thermiques, et particulièrement des mesures de flux

La dernière partie de ce chapitre est consacrée à la comparaison et l'analyse couplée des résultats obtenus par les deux méthodes

☞ Cinquième chapitre

Dans ce dernier chapitre, nous abordons le cas d'un fluide non dégazé, ce qui entraîne la présence de l'effet Marangoni. Celui-ci est mis en évidence par ensemencement et par ombroscopie. On voit ainsi apparaître successivement les régimes stationnaires et oscillatoires en fonction des conditions opératoires. Une courbe de limite de stabilité a pu ainsi être déterminée et comparée à la courbe de stabilité obtenue dans le cas d'une bulle d'air.

Chapitre I

Ébullition : présentation et éléments de théorie.

Dans ce premier chapitre nous présentons une étude bibliographique assez générale du phénomène d'ébullition et en particulier, de certains phénomènes physiques susceptibles d'intervenir dans la « vie » d'une bulle de vapeur depuis sa création jusqu'à sa disparition (départ ou recondensation). L'existence d'une bulle de vapeur relève de lois thermodynamiques et thermiques, l'un des principaux aspects à considérer étant les conditions à l'interface de la bulle.

La première partie de ce chapitre (section I-A-) précise le phénomène d'ébullition, l'aspect énergétique qui s'y rattache ainsi que les conditions à l'interface et l'existence de phénomènes particuliers (convection Marangoni).

La génération d'une bulle de vapeur sur une paroi nécessite des conditions particulières : il faut en effet créer localement un déséquilibre thermodynamique dans le liquide pour permettre l'apparition d'un germe. Ce déséquilibre, bien qu'il puisse avoir diverses origines, provient cependant toujours d'une « anomalie » locale (pression, température, impureté, discontinuité). C'est cet aspect du problème qui est abordé dans la seconde partie (section I-B-). Nous nous intéressons plus particulièrement au problème du développement d'un nucleus de vapeur en fonction de la géométrie d'un site sur une paroi.

Enfin, l'aspect dynamique de la bulle de vapeur (c'est-à-dire aussi bien les différentes phases liées au grossissement de la bulle, les conditions de son déplacement au sein du liquide, et les modèles de croissance) est présenté dans la dernière partie (section I-C-).

I-A- Présentation de l'ébullition.

I-A-1- Notions de base et définitions.

I-A-1-1- Changement d'état liquide-vapeur.

La transformation thermodynamique d'un liquide en vapeur est la vaporisation. Elle peut se faire par ébullition ou par évaporation.

☞ L'évaporation, phénomène souvent lent, découle de l'existence d'un gradient de pression partielle de vapeur entre le liquide et un gaz. Elle a lieu naturellement dès que du liquide est en contact avec de l'air dont la pression est supérieure à la pression de vapeur saturante. Elle se produit à la surface libre d'un liquide (ce qui la distingue ainsi de l'ébullition en paroi) et à une température inférieure à la température de saturation. Ce processus, parce qu'il fait perdre de la matière au liquide, diminue en même temps l'énergie cinétique globale d'agitation des molécules qui le composent et se traduit donc toujours par la perte d'une certaine quantité de chaleur, transférée du milieu liquide au milieu gazeux qui surplombe ou cerne sa surface. Il se poursuit systématiquement tant que la pression de vapeur de l'eau évaporée, aux alentours de ce point, n'a pas atteint la valeur de la pression de vapeur saturante, laquelle dépend uniquement de la température locale de l'air. En outre, le processus d'évaporation est, pour une même température, d'autant plus rapide que la surface d'échange avec l'air environnant est plus vaste et que la différence entre la pression de vapeur saturante et la pression partielle de la vapeur d'eau est plus importante autour du point considéré. Ceci explique un fait couramment constaté, selon lequel la vitesse d'évaporation croît avec la température, mais également avec le vent, dont la force et la turbulence contribuent très sensiblement à disperser la vapeur d'eau générée par l'évaporation, et donc, à maintenir une différence plus large entre pression de vapeur saturante et pression partielle dans les environs immédiats de la surface d'échange.

☞ L'ébullition est la formation de bulles lors d'un changement violent d'un corps de l'état liquide vers l'état vapeur. Elle a lieu naturellement dès que du liquide est en contact avec de l'air dont la pression est inférieure à la pression de vapeur saturante du liquide. Elle se produit lorsque localement, la température du liquide est supérieure à la température de saturation, et cela, que le liquide soit globalement au-dessus de la température de saturation (surchauffé), à température de saturation, ou en dessous de la température de saturation (sous-refroidi). La Figure I-1 représente le diagramme de phase de Clapeyron. La courbe de saturation est délimitée en haut par le point critique. A gauche de la courbe de saturation, lorsque le liquide est à une température inférieure à la température critique, il est dans un état stable dit « sous-refroidi ». A droite de la courbe de saturation, lorsque la vapeur est à une température inférieure à la température critique, elle est dans un état stable dit « surchauffée ». Dans des conditions stables, il existe un palier (BF) au sein de la courbe de

saturation au niveau duquel les deux phases liquide et vapeur, sont en présence et à l'état saturé. Le liquide et la vapeur peuvent aussi se trouver dans des conditions hors équilibre, dites « métastables ». Le liquide est alors à l'état surchauffé sur la portion d'isotherme (BC), et la vapeur est à l'état sous-refroidi sur la portion d'isotherme (EF). La rupture de l'état métastable induit par la nucléation fait revenir le fluide, au moins localement, à l'équilibre thermodynamique.

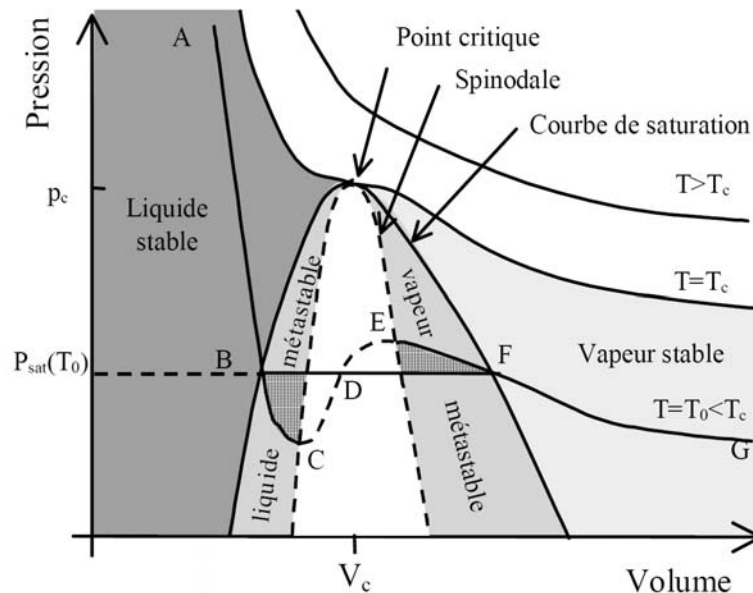


Figure I-1 : Diagramme de phase de Clapeyron pour un corps pur [STUTZ-2003]

Dans ce travail de thèse nous considérons exclusivement le cas de l'ébullition, avec une température globale du liquide toujours inférieure (sous-refroidi) ou égale à la température de saturation.

I-A-1-2- Interface et tension de surface.

Une interface, schématisée en Figure I-2, apparaît lors de la mise en contact de deux fluides généralement non miscibles (gaz liquide par exemple). Cette interface est le résultat de l'existence d'un paramètre physique appelé tension de surface, et noté « σ ». Au sein d'un liquide, il existe des forces inter-moléculaires attractives telles que les liaisons hydrogène et les forces de van der Waals, qui sont responsables de l'apparition de la force de tension de surface [FOWKES-1963]. En général, seules les forces de type van der Waals sont considérées (les autres étant supposées négligeables pour un liquide métastable), et elles assurent la « cohésion » du liquide [DE GENNES-2002]. Dans le liquide, la force nette agissant sur une molécule sera nulle car les forces attractives qui s'exercent sur cette molécule vont s'inter annuler (bilan des forces nul sur la molécule, Cf. Figure I-3).

Pour une surface plane, la tension de surface est la force qui ramène les molécules de la surface vers le cœur de la phase. Cette force dépend de la nature des espèces chimiques en présence et des conditions de température et de pression. Il est à noter que la présence de

surfactants sur une interface peut diminuer de manière conséquente la valeur de la tension de surface. De par sa forte dépendance vis-à-vis de la température et/ou de la nature chimique des espèces en présence, un gradient de tension de surface peut exister et être responsable de l'apparition d'instabilités de type Marangoni (Cf. section I-A-2-).

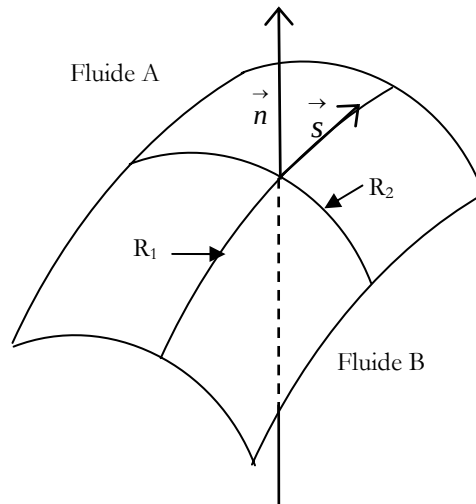


Figure I-2 : Schématisation d'une interface et de ses rayons de courbure principaux R1 et R2.

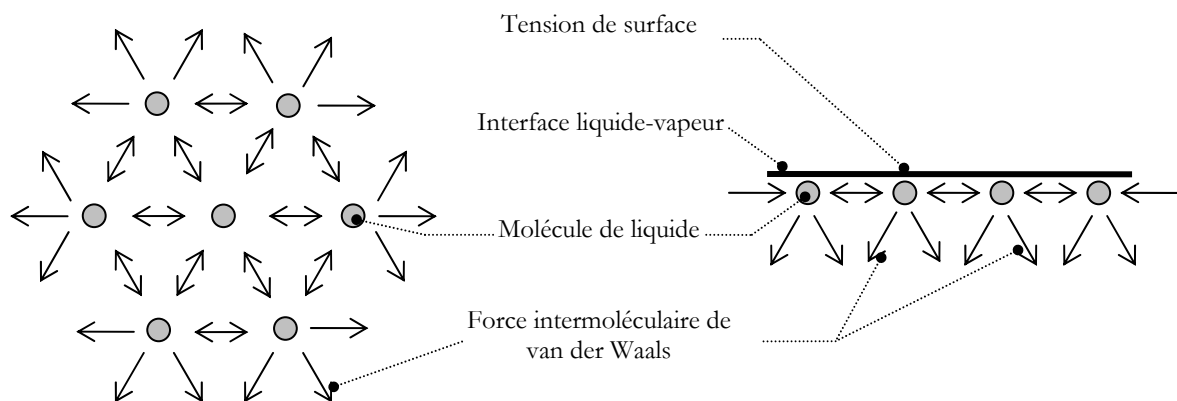


Figure I-3 : Molécules au sein et à la surface d'un liquide. Notion de tension de surface.

Lorsque l'on traverse une interface courbe, il y a un saut de pression. Pour une sphère, la condition d'équilibre mécanique entre l'intérieur et l'extérieur de la sphère est donnée par la loi de Laplace-Young qui s'écrit :

$$P_v - P_l = \frac{2\sigma}{R_{eq}} \quad (I-1)$$

Cette équation montre que plus la sphère est de petite taille, plus sa pression interne est élevée (il est à noter que, pour une interface plane, la pression interne reste inférieure à la pression de saturation, à cette température ; c'est la pression du liquide qui devient de plus en plus faible comparée à la pression de saturation). Les petits rayons de courbure conduisent donc à des sauts de pression importants. La loi de Laplace, présentée dans le cas d'une interface sphérique par l'équation I-1, peut être généralisée au cas d'une interface quelconque, ce qui conduit au théorème de Laplace qui dit que l'accroissement de pression hydrostatique ΔP se produisant à la traversée d'une surface de séparation entre deux fluides est égal au produit de la tension superficielle par la courbure de l'interface ζ . Cette dernière est donnée par (avec R_1 et R_2 les deux rayons de courbure principaux, Figure I-2) :

$$\zeta = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \quad (I-2)$$

En l'absence de gradient de tension superficielle, la condition d'équilibre mécanique de l'interface [LEVICH-1962] est la suivante :

$$\Delta P = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = \sigma \zeta \quad (I-3)$$

Cette loi traduit l'équilibre entre les forces de pression exercées respectivement par la vapeur et par le liquide sur l'interface et la force interfaciale liée à la tension superficielle (la résultante de ces forces est normale à l'interface).

I-A-1-3- Équations de bilan dans le cas du changement de phase.

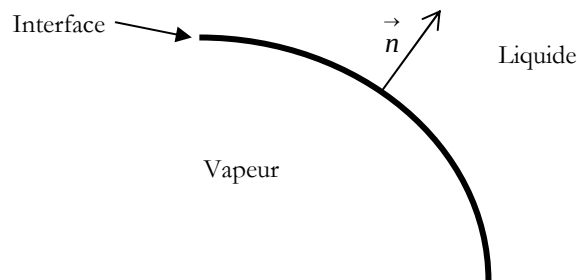


Figure I-4 : Schématisation des phases de part et d'autre de l'interface.

L'évolution d'une bulle de vapeur en situation d'ébullition et de condensation est contrôlée par les bilans interfaciaux de masse, de quantité de mouvement et d'énergie.

🌀 Bilan de masse :

$$\dot{m} = \rho_v (\vec{U}_v - \vec{U}_i) \cdot \vec{n} = \rho_l (\vec{U}_l - \vec{U}_i) \cdot \vec{n} \quad (I-4)$$

Avec « $\vec{U}_l$ » la vitesse de la phase liquide, « $\vec{U}_v$ » la vitesse de la phase vapeur, « $\vec{U}_i$ » la vitesse de déplacement de l'interface, « $\dot{m}$ » le flux de masse à travers l'interface et « $\vec{n}$ » le vecteur unitaire normal à l'interface.

🌀 Bilan de quantité de mouvement :

$$P_v - P_l - \vec{n} \cdot (\vec{\tau}_v - \vec{\tau}_l) \cdot \vec{n} + P_R = \sigma \zeta \quad (I-5)$$

et, pour le bilan de quantité de mouvement porté par un vecteur « $\vec{s}$ » tangent à l'interface (effet Marangoni Cf. section I-A-2-) :

$$\vec{n} \cdot (\vec{\tau}_v - \vec{\tau}_l) \cdot \vec{s} = \vec{\nabla}_s \cdot \vec{\sigma} \cdot \vec{n} \quad (I-6)$$

Avec : « $\vec{\tau}_v$ » le tenseur des contraintes visqueuses de la phase vapeur, « $\vec{\tau}_l$ » le tenseur des contraintes visqueuses de la phase liquide, « ζ » la courbure de l'interface (Cf. équation I-2) et « P_R » la pression de recul donnée par :

$$P_R = \dot{m}^2 \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right) \quad (I-7)$$

🌀 Bilan d'énergie (forme approchée) :

$$\dot{m} \left(h_{lv} + \underbrace{\frac{\dot{m}^2}{2} \left(\frac{1}{\rho_v^2} - \frac{1}{\rho_l^2} \right)}_1 - \underbrace{\vec{n} \cdot \left(\frac{1}{\rho_v} \vec{\tau}_v - \frac{1}{\rho_l} \vec{\tau}_l \right) \cdot \vec{n}}_2 \right) + \underbrace{\left(\lambda_l \vec{\nabla} T_l - \lambda_v \vec{\nabla} T_v \right) \cdot \vec{n}}_3 = 0 \quad (I-8)$$

où « λ » est la conductivité thermique de la phase considérée. La partie 1 de cette équation correspond à un travail associé à la pression de recul, la partie 2, à un travail des contraintes visqueuses et la partie 3, à un terme de différence des flux thermiques conductifs.

I-A-1-4- Mouillage et angle de contact.

L'étalement d'un liquide sur un support solide ou liquide varie en fonction de l'état de surface du support, et des propriétés du liquide et du solide. La notion de « mouillage » décrit l'étalement de ce liquide sur son support.

La ligne triple, ou ligne de contact, est définie comme la ligne commune aux trois interfaces liquide-vapeur-solide. L'angle qui existe dans ce cas-là entre l'interface du liquide et le support, c'est-à-dire l'angle entre la phase la plus dense et le support solide, est l'angle de contact noté θ .

☞ Si $\theta < 90^\circ$: le liquide est mouillant

☞ Si $\theta > 90^\circ$: le liquide est non mouillant

Dans le cas particulier d'un liquide totalement mouillant, $\theta = 0^\circ$.

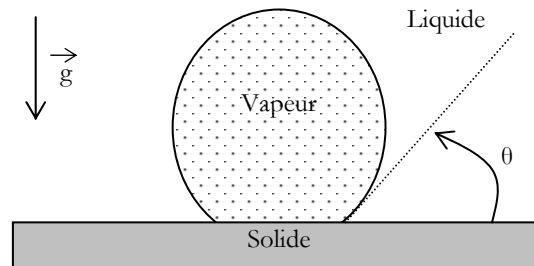


Figure I-5 : Schématisation de l'angle de contact d'une bulle de vapeur créée sur un support solide dans le cas d'un liquide mouillant.

I-A-2- Effet Marangoni : origine et présentation.

La tension de surface est fonction de paramètres tels que la température « T », le potentiel électrique « V », la concentration « c » et la nature des fluides mis en présence (le couple gaz-liquide par exemple dépendra fortement du type de liquide et de gaz mis en présence). Pour un couple donné, il existe alors un gradient de tension superficielle :

$$\frac{d\sigma}{ds} = \frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial s} + \frac{\partial \sigma}{\partial c} \frac{\partial c}{\partial s} + \frac{\partial \sigma}{\partial V} \frac{\partial V}{\partial s} \quad (I-9)$$

Dans le cas où un gradient de tension superficielle apparaît, la composante tangentielle de la contrainte interfaciale provoque la mise en mouvement de l'interface : cette instabilité est connue sous la dénomination d'effet Marangoni. Ainsi, l'effet Marangoni ne résulte pas de la courbure de l'interface mais de la variation locale de la valeur de la tension de surface, qui induit des écarts de pressions entre différents points de l'interface et donc un écoulement. L'effet Marangoni existe même pour les interfaces initialement planes. La mise en mouvement se fait depuis les zones de faibles valeurs de tension de surface vers les zones de fortes valeurs. Le cisaillement à l'interface se communique aux fluides adjacents par l'intermédiaire des effets visqueux : c'est la convection Marangoni. Cf. Figure I-6.

Lorsque l'écoulement est parallèle à l'interface, la composante normale des contraintes visqueuses est nulle et l'équation I-9 reste inchangée, mais il apparaît une condition d'équilibre

supplémentaire à l'interface faisant intervenir les composantes tangentielles des forces s'exerçant au niveau de l'interface (forces visqueuses et interfaciales).

En négligeant les contraintes visqueuses de la phase gazeuse par rapport aux contraintes visqueuses de la phase liquide, on obtient dans un repère curviligne l'expression suivante du gradient de tension superficielle, où « U_s » représente la composante tangentielle de la vitesse interfaciale :

$$\frac{\partial \sigma}{\partial s} = -\mu_1 \frac{\partial (U_s)_1}{\partial n} \quad (I-10)$$

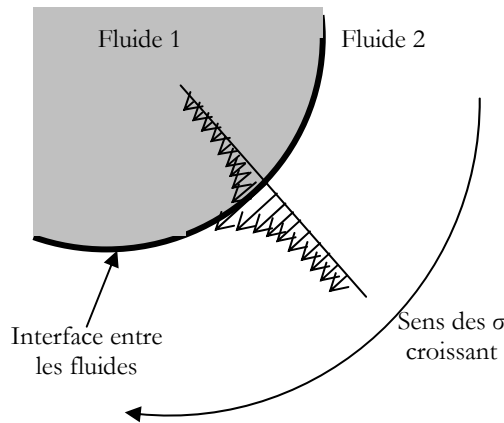


Figure I-6 Mise en mouvement de l'interface induite par un gradient de tension superficielle

Il existe plusieurs types d'effets Marangoni, la tension de surface dépendant de plusieurs paramètres (Cf. équation I-9). Les paramètres les plus courants sont la température (l'effet Marangoni thermique), la concentration en surfactants ou d'une manière générale vis-à-vis d'une espèce chimique (Marangoni solutal), le champ électrique (électrocapillarité), ...

☞ Dans le cas de l'effet Marangoni thermique, c'est un gradient de température qui engendre un gradient de tension superficielle, ce qui met localement le fluide en mouvement près de l'interface. On parle alors de convection thermocapillaire, et on a l'expression suivante du gradient de tension superficielle :

$$\frac{d\sigma}{ds} = \frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial s} \quad (I-11)$$

L'expression (I-10) devient alors :

$$-\mu_1 \frac{\partial (U_s)_1}{\partial n} = \frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial s} \quad (I-12)$$

Pour la majorité des fluides, la tension superficielle décroît lorsque la température du liquide augmente. Lors de l'apparition de l'effet Marangoni, l'écoulement liquide le long de l'interface se fera alors des régions chaudes à faible tension superficielle vers les régions froides à tension superficielle plus élevée.

☞ Dans le cas du Marangoni solutal (gradient de concentration)

$$\frac{d\sigma}{d\tau} = \frac{\partial\sigma}{\partial c} \frac{\partial c}{\partial \tau} \quad (I-13)$$

☞ Dans le cas de l'électrocapillarité (gradient de potentiel électrique)

$$\frac{d\sigma}{d\tau} = \frac{\partial\sigma}{\partial V} \frac{\partial V}{\partial \tau} \quad (I-14)$$

I-A-3- Nombres caractéristiques.

☞ Nombre de Prandtl Pr (comparaison des effets visqueux et diffusifs) :

$$Pr = \frac{\rho \nu C}{\lambda} \quad (I-15)$$

Avec « ρ » la masse volumique, « λ » la conductivité thermique, « ν » la viscosité cinématique et « C » la chaleur spécifique massique.

☞ Nombre de Marangoni Ma (comparaison des effets diffusifs et thermocapillaires) :

$$Ma = \frac{\partial\sigma}{\partial T} R \frac{\Delta T}{a\mu} \quad (I-16)$$

avec « ΔT » la variation de température, « R » le rayon (dans le cas d'une bulle), « μ » la viscosité dynamique et « a » la diffusivité thermique :

$$a = \frac{\lambda}{\rho C} \quad (I-17)$$

☞ Nombre de Bond (comparaison des effets de gravité et capillaires) :

$$Bo = \frac{g(\rho_l - \rho_v)L^2}{\sigma} \quad (I-18)$$

Avec « g » l'accélération de la pesanteur et « L » une longueur caractéristique.

☞ Nombre de Reynolds (comparaison des effets d'inertie et visqueux) :

$$Re_B = \frac{LU}{\nu} \quad (I-19)$$

Avec « U » la vitesse.

☞ Nombre de Jakob (comparaison des effets de la chaleur sensible et de la chaleur latente) :

$$Ja = \frac{\rho_l c_l \Delta T}{\rho_v h_{lv}} \quad (I-20)$$

Avec « h_{lv} » l'enthalpie de changement d'état.

☞ Nombre capillaire (comparaison des effets visqueux et capillaires) :

$$Ca = \frac{U\mu_l}{\sigma} \quad (I-21)$$

☞ Nombre de Biot (comparaison des effets convectifs et conductifs) :

$$Bi = \frac{hL}{\lambda} \quad (I-22)$$

avec « h » le coefficient d'échange convectif.

I-A-4- Courbe d'ébullition.

L'ébullition en vase est réalisée sur une surface chauffée immergée dans un bain de liquide. La courbe d'ébullition donnant la densité de flux à la paroi en fonction de la surchauffe (différence entre la température de paroi et la température de saturation du liquide à la pression du système) a été obtenue en 1934 par Nukiyama [NUKIYAMA-1934] en immergeant des fils métalliques chauffés par effet Joule (courant continu) dans un bain d'eau distillée.

Depuis de nombreuses expériences similaires ont été menées. Dhir [DHIR-1998] a présenté une courbe d'ébullition qualitative décrivant la dépendance du flux pariétal avec la surchauffe à la paroi pour une surface (surface plane ou fil métallique) immergée dans un liquide à température de saturation et à flux imposé. Cette courbe classique, donnée en Figure I-7, se décompose en plusieurs zones, qui correspondent à des comportements différents de l'ébullition.

Par la suite, nous nous intéresserons seulement au phénomène d'ébullition nucléée, c'est-à-dire à la partie AB de la courbe d'ébullition. Cette zone est d'un grand intérêt au niveau

des transferts d'énergie (par exemple, pour les systèmes de refroidissement) puisque pour de faibles surchauffes, la densité de flux dissipée est importante. Le transfert de chaleur associé à la formation des bulles de vapeur vient s'ajouter au transfert par convection naturelle dans le liquide hors de la zone d'influence des bulles. Il existe de nombreuses études mais la plupart de celles-ci aboutissent à des corrélations entre les paramètres physiques de l'expérience et le coefficient d'échange. Il s'agit toujours de configurations particulières, si bien que les résultats ne sont valables que dans le cas considéré et leur intérêt diminue rapidement lorsque le paramètre sort de la gamme pour laquelle la corrélation a été développée [DHIR-1991]. Ainsi, on peut considérer que l'ébullition nucléée est un phénomène complexe toujours mal compris.

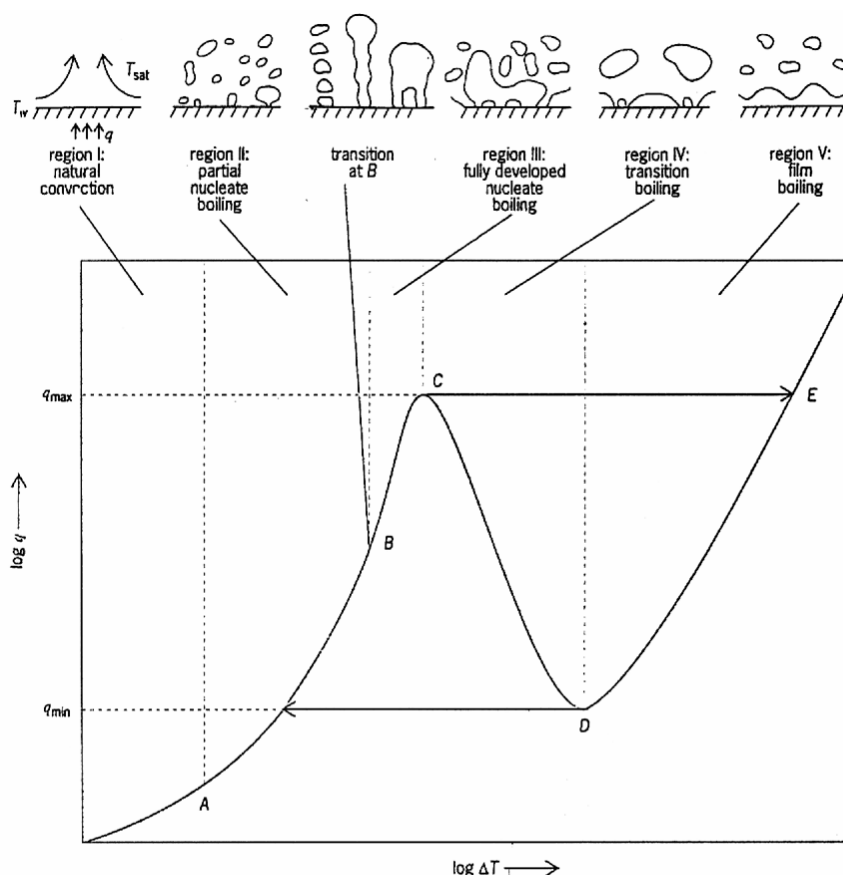


Figure I-7 : courbe d'ébullition, [DHIR-1998]

I-B- Nucléation hétérogène.

La nucléation au sein des liquides peut se traduire soit par de l'ébullition (lorsque le changement de phase est induit, à pression constante, par une augmentation de la température du liquide au-delà de la température de saturation), soit par de la cavitation (lorsque le changement de phase liquide-vapeur a lieu à température constante et est induit par une diminution brutale de la pression du liquide en dessous de sa pression de saturation). La cavitation ne fera pas l'objet d'une étude dans ce mémoire. Seul le phénomène d'ébullition sera présenté.

La nucléation, est dite homogène lorsqu'elle a lieu au sein d'un liquide pur surchauffé, ou hétérogène si elle a lieu à l'interface du liquide métastable et d'une autre phase (généralement une paroi solide). Cette partie présente uniquement l'aspect nucléation hétérogène sur une paroi non lisse, les autres cas (nucléation homogène, et hétérogène sur une paroi lisse) étant traités en ANNEXE A. Dans le cas de la nucléation hétérogène, les surchauffes nécessaires à l'apparition du germe de vapeur sont plus faibles que dans le cas d'une nucléation homogène.

Nous allons considérer le même système que celui présenté en ANNEXE A, à savoir un liquide pur maintenu à pression et température constantes ($p = p_0$; $T = T_0$). Nous allons nous intéresser aux conditions d'apparition d'un embryon de vapeur à l'équilibre avec la phase liquide, au niveau d'une paroi plane non lisse, et en présence de gaz incondensables dissous.

I-B-1- Champ de température uniforme.

Le liquide est pur, donc le potentiel thermodynamique qui permettra de donner le sens d'évolution spontanée possible d'un système à partir d'un état donné est l'enthalpie libre G . La bulle de vapeur est à l'équilibre si $dG=0$.

Le liquide est maintenu à pression et température constantes. L'embryon de vapeur est supposé sphérique (effets des gradients de pression négligeables par rapports aux effets de tension superficielle). Il est caractérisé par son rayon R_{eq} , sa température $T_v = T_0$ et sa pression P . Soit θ l'angle entre l'interface liquide-vapeur et la paroi au niveau de la ligne triple, ligne où coexistent les trois phases solides, liquide et vapeur. L'embryon de vapeur est supposé être à l'équilibre avec la phase liquide.

Avant la formation du nucleus, $G_{initial}$ s'exprime en fonction des potentiels thermodynamiques du liquide G_l et de l'interface solide liquide $G_{\sigma(s-l)}$ par :

$$G_{initial} = G_l + G_{\sigma(s-l)} = m_{l-initial} g_l(T_0, P_0) + \sigma_{s-l} \Sigma_{(s-l)initial} \quad (I-23)$$

où « $m_{l-initial}$ » représente la masse de liquide avant la formation de l'embryon de vapeur, et « $\Sigma_{(s-l)initial}$ » la surface de l'interface solide-liquide avant la formation du nucleus.

Lors de la formation du nucleus, G_{final} s'exprime en fonction des potentiels thermodynamiques de la phase liquide, de la phase vapeur et de l'interface : $G_{final} = G_l + G_v + G_\sigma$

Pour la phase liquide :

$$G_l = m_{l-final} (u_l + P_0 v_l - T_0 s_l) = (m_{l-initial} - m_{v-final}) g_l(T_0, P_0) \quad (I-24)$$

Pour la phase vapeur :

$$G_v = m_{v-final} (u_v + P_0 v_v - T_0 s_v) = m_{v-final} (g_v(T_0, P_v) - (P_v - P_0) v_v) \quad (I-25)$$

Pour l'interface, l'équation doit prendre en compte la présence des trois interfaces solide-liquide (de surface $\Sigma_{(s-l)final}$), solide-vapeur (de surface $\Sigma_{(s-v)final}$) et liquide-vapeur (de surface $\Sigma_{(l-v)final}$) :

$$G_{\sigma} = \sigma_{l-v} \Sigma_{(l-v)final} + \sigma_{s-v} \Sigma_{(s-v)final} + \sigma_{s-l} \Sigma_{(s-l)final} \quad (I-26)$$

Ainsi :

$$\Delta G = m_{v-final} [g_v(T_0, P_v) - g_l(T_0, P_0) - (P_v - P_l)v_v] + \sigma_{l-v} \Sigma_{(l-v)final} + \sigma_{s-v} \Sigma_{(s-v)final} + \sigma_{s-l} (\Sigma_{(s-l)final} - \Sigma_{(s-l)initial}) \quad (I-27)$$

Les parois réelles comportent des microcavités ou des micro-rainures qui sont autant de sites de nucléation privilégiés [CLARK-1959]. Comme cela sera abordé par la suite, la taille, la forme, le diamètre d'ouverture de ces sites de nucléation a une influence sur le déclenchement de l'ébullition. La mouillabilité du fluide est aussi un paramètre important : pour un fluide très mouillant dont l'angle de contact avec la paroi sera faible, les surchauffes nécessaires au déclenchement de l'ébullition seront plus importantes que pour un liquide moins mouillant [STUTZ-2003].

Sous l'hypothèse que la vapeur émerge d'une cavité de rayon d'ouverture « r » et se met à croître pour former une bulle lorsque la température du liquide atteint la valeur requise pour former une interface sphérique de rayon « r », le critère reliant la taille des sites de nucléation à la surchauffe nécessaire au déclenchement de l'ébullition est donné par :

$$\Delta T_{sat} = T_l - T_{sat} = \frac{2\sigma T_{sat}(P_0)}{r h_{lv} \rho_v} \quad (I-28)$$

Ceci implique que plus la cavité est petite, plus la surchauffe nécessaire à la nucléation est importante.

On peut alors écrire ($\mu=g$, ANNEXE A) :

$$\Delta G = \frac{4\pi\sigma_{l-v}}{3} R_{eq}^2 f \quad (I-29)$$

Où « f » est le terme correctif géométrique qui est alors fonction de l'angle de contact, et des caractéristiques géométriques de la cavité. Pour une cavité conique (décrite en Figure I-8), cette fonction correctrice est donnée par l'expression suivante [COLE-1974] :

$$f(\theta, \alpha, \beta, d) = \frac{3}{2} \left((1 - \cos \beta) + \frac{1}{2} \left(\frac{d}{R_{eq}} \right)^2 \sin \alpha \cos \theta \right) - \frac{1}{2} \left((1 - \cos \beta)^2 (2 + \cos \beta) + \left(\frac{d}{R_{eq}} \right)^3 \sin \alpha \cos \theta \right) \quad (I-30)$$

Il est intéressant de noter que les angles α , β et θ ne sont pas indépendants et que l'expression précédente peut être simplifiée en utilisant le fait que $\theta - \frac{\pi}{2} = \beta - \alpha$.

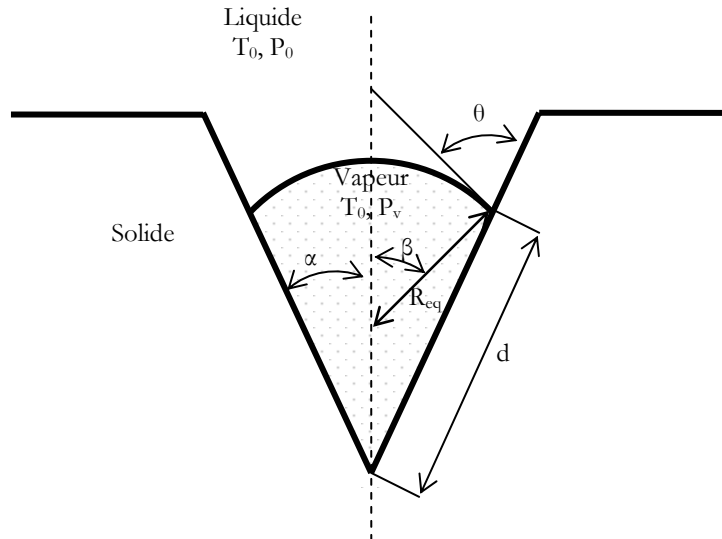


Figure I-8 : Embryon de vapeur dans la cavité conique.

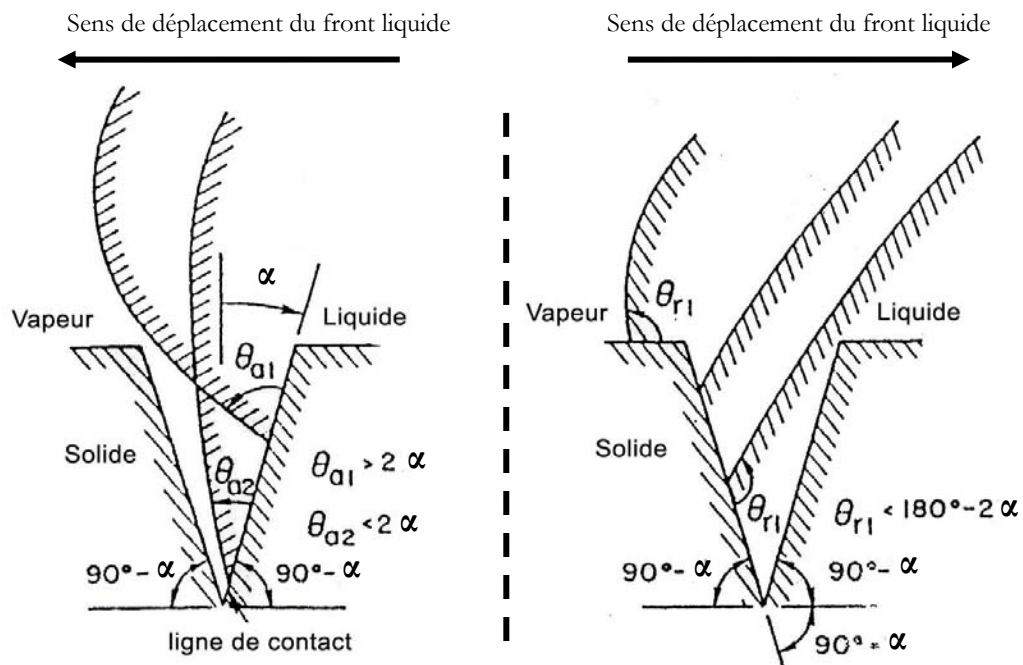


Figure I-9 : représentation schématique du mécanisme d'emprisonnement de vapeur et de liquide au sein d'une rainure lors du déplacement du front liquide sur la surface, d'après Carey [CAREY-1992].

Par ailleurs, dans le cas des surfaces réelles, les surchauffes nécessaires à l'apparition de l'ébullition sont plus faibles [PADERIN-1994] et dans des conditions de saturation, les surchauffes déterminées théoriquement sont supérieures à celles déterminées expérimentalement [BANKOFF-1957] : la présence de gaz emprisonnés dans les défauts de paroi serait responsable de cela.

Bankoff [BANKOFF-1958] a proposé un mécanisme d'emprisonnement des gaz (vapeur ou incondensable) par le liquide dans une rainure à section triangulaire, d'angle au sommet 2α (Cf. Figure I-9). Lorsqu'un liquide se répand sur la paroi, du gaz sera emprisonné dans la rainure si l'angle de contact « θ_a » d'avancée du liquide sur la paroi vérifie la condition suivante :

$$\theta_a > 2\alpha \quad (I-31)$$

Lorsque le liquide remplit entièrement la rainure, lors du recul du liquide sur la paroi (avec « θ_r » l'angle de contact de recul du liquide sur la paroi), il restera du liquide dans la rainure si la condition suivante est vérifiée :

$$\theta_r < \pi - 2\alpha \quad (I-32)$$

Ces conditions sont aussi valables pour des cavités coniques.

Le phénomène d'hystérésis qui existe pour les angles de contact selon que le liquide avance ou recule sur la paroi ($\theta_a > \theta_r$ [DE GENNES-2002]) est un paramètre favorable au mécanisme de piégeage de la vapeur [TONG-1990]. Un paramètre influant sur le déclenchement de l'ébullition est la présence de gaz incondensables dissous dans le liquide. Les deux cas, sans ou avec incondensables, sont présentés ci-dessous.

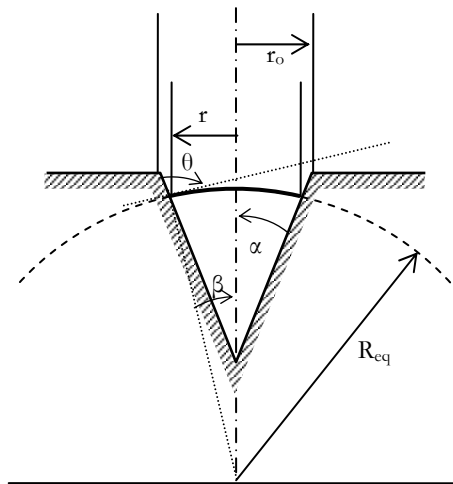


Figure I-10 : Schématisation de l'embryon de vapeur à l'équilibre dans une cavité conique.

☞ Cas de cavités exemptes de gaz incondensables dissous :

Soit un embryon de vapeur qui se développe dans une cavité conique de petite taille (Cf. Figure I-10) telle que l'interface liquide-vapeur puisse être considérée de forme sphérique. L'expression de la surchauffe dans ce cas est donnée par l'équation I-28.

La position de l'interface liquide-vapeur, donnée par l'équation I-33, est conditionnée par l'angle d'ouverture de la cavité et par l'angle de contact liquide solide, avec $\theta - \frac{\pi}{2} = \beta - \alpha$:

$$r = R_{eq} \sin(\beta) \quad (I-33)$$

☞ Influence de la présence de gaz incondensables dissous :

La présence de gaz incondensables dissous dans le liquide permet le déclenchement du processus de nucléation. Les bulles sont alors composées de vapeur et de gaz. Pour une bulle sphérique, la condition d'équilibre mécanique est alors :

$$P_v + P_{gaz} = P_l + \frac{2\sigma}{R} \quad (I-34)$$

De plus, la présence d'incondensables dans le liquide peut conduire à une réduction sensible de la surchauffe de déclenchement de l'ébullition : plus il y a d'incondensables dissous dans le liquide, plus le terme P_{gaz} est élevé et donc plus ΔT_{sat} est faible (de même, l'évacuation des incondensables piégés au sein des cavités s'accompagne d'une augmentation de la surchauffe de déclenchement de l'ébullition). Ainsi, en supposant la bulle sphérique et $P_v - P_l \ll P_{gaz}$, l'expression de la surchauffe devient :

$$\Delta T_{sat} = \frac{T_{sat}(P_0)}{h_{lv} \rho_v} \left(\frac{2\sigma}{R_{eq}} - P_{gaz} \right) \quad (I-35)$$

Par ailleurs, un paramètre important sur le piégeage des incondensables dans une cavité est la température du liquide :

- Pour un liquide sous-refroidi : il y a réduction de la taille et du nombre de noyaux suite à une diffusion dans le liquide des incondensables contenus dans la cavité.
- Pour un liquide surchauffé : il y a diffusion des incondensables dissous dans le liquide vers les défauts de paroi.

Lors du déclenchement de l'ébullition, les bulles qui se détachent des cavités évacuent progressivement les gaz incondensables qui sont remplacés par de la vapeur. Un certain nombre de sites vont se désactiver lors de l'arrêt de l'ébullition, et du refroidissement du système.

Un autre facteur influant sur le déclenchement de l'ébullition est la géométrie de la cavité : celle-ci joue un rôle important sur le temps d'évacuation des incondensables piégés dans la cavité. Celui-

ci est plus élevé pour une cavité « fermée » que pour une cavité ouverte. Par ailleurs, comme cela va être abordé dans la section suivante, la géométrie de la cavité joue aussi un rôle sur le développement et la stabilité des embryons de vapeur.

I-B-2- Évolution des embryons de vapeur.

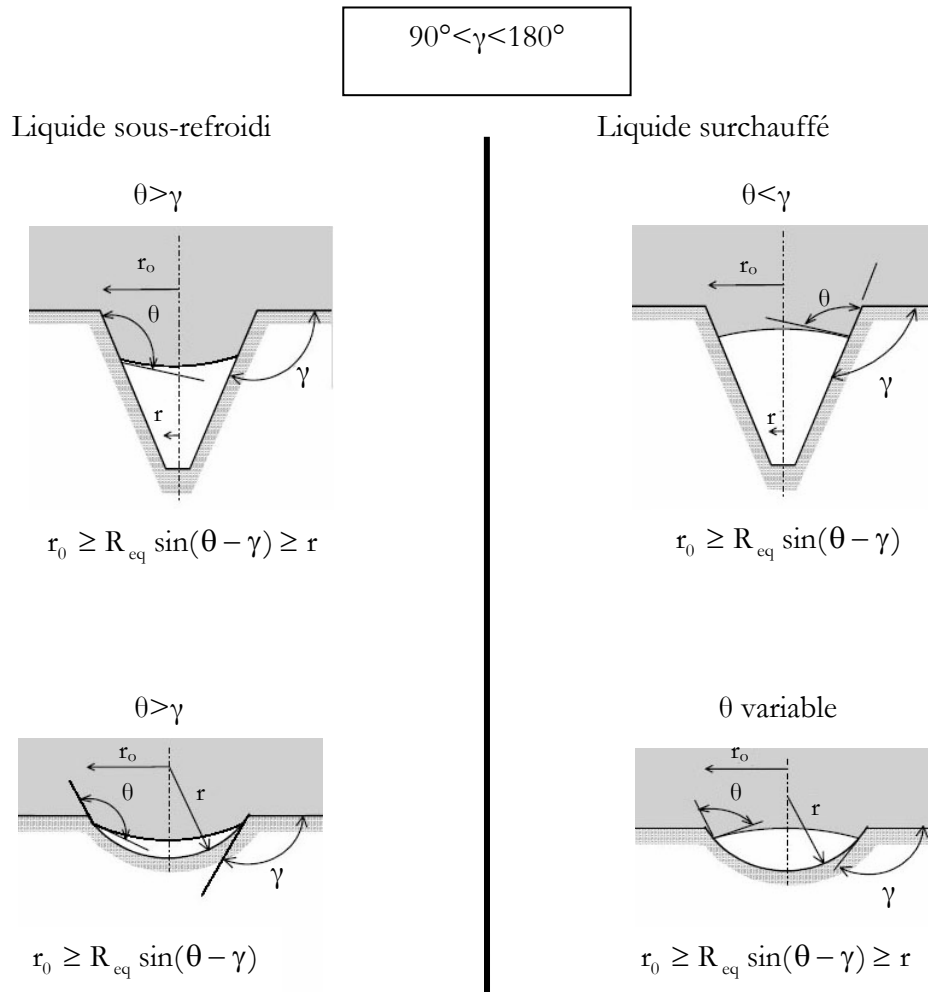


Figure I-11 : Conditions d'existence de l'embryon de vapeur à l'équilibre avec la phase liquide sous-refroidi ou surchauffée- Cavités coniques et sphériques ouvertes, [STUTZ-2003].

Les conditions d'existence puis de développement d'un embryon de vapeur sont liées d'une part à la géométrie de la cavité, d'autre part aux propriétés thermophysiques du liquide. Lors de la croissance du germe de vapeur, la ligne triple restera accrochée au bord de la cavité conique tant que l'angle interface-paroi plane reste inférieur à l'angle de contact de recul. Lorsque cette dernière condition n'est plus vérifiée, la ligne triple se déplace le long de la surface.

Par ailleurs, au cours de la croissance du germe de vapeur, le rayon de courbure de l'interface va varier et cela de manière différente selon que la cavité considérée est « ouverte » ou

« fermée » : ainsi, l'angle d'ouverture de la cavité et l'angle de contact sont deux paramètres influant sur l'évolution du rayon de courbure de l'interface. Un tableau récapitulatif de leur influence est présenté en ANNEXE B pour des cavités coniques « ouvertes » et « fermées ».

Un autre facteur influant sur l'existence et le développement des embryons de vapeur est le facteur thermique (température du liquide). Cette influence est présentée en Figure I-11 pour des cavités ouvertes, coniques ou sphériques, et cela suivant que le liquide au sein duquel l'embryon de vapeur se développe est surchauffé (pression de vapeur saturante supérieure à la pression du liquide) ou sous-refroidi (pression de vapeur saturante inférieure à la pression du liquide). Étant donné qu'au cours de nos expérimentations, le site artificiel utilisé est une cavité ouverte, seul ce cas est présenté dans cette section. Le cas de la cavité fermée est traité en ANNEXE B.

Nous allons maintenant nous intéresser à la stabilité de l'embryon de vapeur au sein de la cavité. L'équation de Kelvin-Laplace (I-36) nous donne la pression du liquide en fonction du rayon d'équilibre R_{eq} , de la pression correspondant à une interface plane à la même température $P_{l-\infty}$, de la tension de surface σ et des masses volumiques du liquide ρ_l et de la vapeur ρ_v sous les hypothèses que la vapeur est assimilée à un gaz parfait, et que le liquide est incompressible :

$$P_{l-\infty} - P_0 = \frac{2\sigma\rho_l}{R_{eq}(\rho_l - \rho_v)} \quad (I-36)$$

En supposant que l'embryon de vapeur est à l'équilibre stable et vérifie l'équation de Kelvin- Laplace, le rayon de courbure diminue alors avec l'augmentation de la différence de pression $P_{sat} - P_0$. En supposant que le terme contenant le rapport des masses volumiques varie de manière négligeable par rapport aux autres termes, la relation suivante peut être obtenue, que ce soit pour une variation de pression ou pour une variation de température [WANG-1993].

$$\frac{\partial \left(\frac{2\sigma}{R} - P_g \right)}{\partial V} > 0 \quad (I-37)$$

Si par ailleurs, on suppose le gaz comme totalement dégazé (sans gaz incondensables, $P_g=0$), et si les variations de la tension superficielle sont supposées négligeables, l'équation précédente se simplifie en :

$$\frac{\partial \left(\frac{1}{R} \right)}{\partial V} > 0 \quad (I-38)$$

Ceci permet de conclure que le critère de stabilité de l'embryon de vapeur au sein de la cavité est donné par la variation du rayon de courbure par rapport au volume, et que cette variation doit être de même signe. Les conditions de stabilité, exprimées en fonction des angles, sont données Figure I-12 pour des cavités conique ouvertes. On remarque aussi sur ces figures l'importance de l'angle de contact sur la stabilité de l'embryon de vapeur : pour une cavité conique ouverte, si le fluide est mouillant, la cavité ne pourra pas garder l'embryon de vapeur (ce dernier étant localisé à l'intérieur de la cavité). Le cas particulier d'une ligne de contact fixe (avec

l'angle de contact compris entre l'angle d'avancée du liquide sur la paroi θ_a et l'angle de recul du fluide sur la paroi θ_r) est présenté en ANNEXE B.

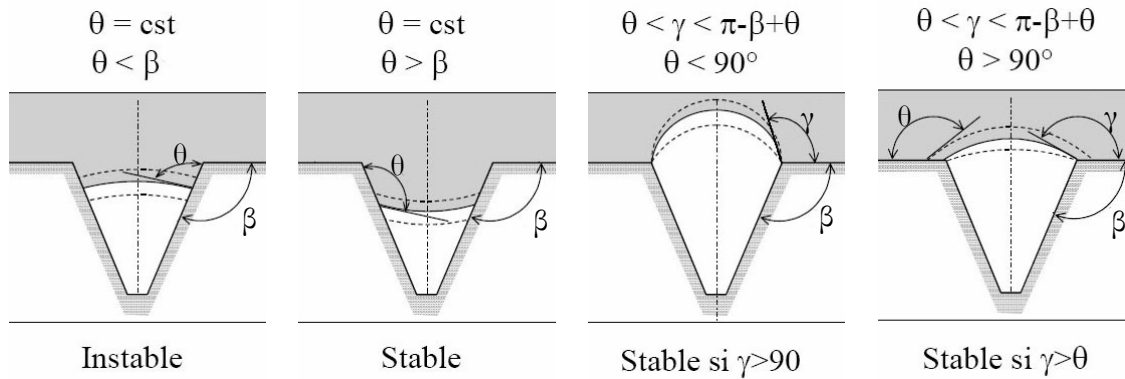


Figure I-12 : Germe de vapeur à l'équilibre avec la phase liquide : stabilité pour une cavité conique ouverte, [STUTZ-2003].

Lorsque l'embryon de vapeur est dans un état stable (équilibre), il suffit que la surchauffe au niveau de l'embryon devienne suffisante pour qu'une petite perturbation du système (température ou pression) permette de faire croître l'embryon de vapeur. De même, si le sous-refroidissement du liquide au niveau de l'embryon est suffisant, ce dernier sera alors dans un état instable et une petite perturbation du système (température ou pression) le fera disparaître. Ainsi, pour un liquide légèrement surchauffé au voisinage de l'embryon, l'expression de la surchauffe sera différente pour un fluide mouillant ou non mouillant :

☞ si le liquide est mouillant : l'embryon atteint un tel état lorsque sa ligne triple est localisée au niveau de l'arête d'ouverture de la cavité. Le diamètre d'instabilité de la bulle correspond alors au diamètre d'ouverture de la cavité ($2r_c$). La surchauffe du fluide au voisinage de l'embryon est alors donnée par :

$$T_0 - T_{\text{sat}}(P_0) = \frac{2\sigma T_{\text{sat}}(P_0)}{h_{lv} \rho_g r_c} \quad (I-39)$$

☞ si le liquide est non mouillant : l'embryon atteint un tel état lorsque sa ligne triple est localisée au niveau de l'arête d'ouverture de la cavité, et que l'angle entre la paroi et l'interface liquide-vapeur devient supérieur à l'angle de contact du fluide avec la paroi. La surchauffe de déclenchement de l'ébullition au niveau d'un site de rayon d'ouverture r_c pour un fluide non mouillant est donnée par :

$$T_0 - T_{\text{sat}}(P_0) = \frac{2\sigma T_{\text{sat}}(P_0)}{h_{lv} \rho_g \frac{r_c}{\sin(\pi - \theta)}} \quad (I-40)$$

Il est à noter que les embryons de vapeur piégés en présence de fluides mouillant vis-à-vis des surfaces de chauffe sont activés pour des surchauffes plus importantes qu'en présence de fluides non mouillants. A contrario, ils sont désactivés pour des sous-refroidissements plus faibles qu'en présence de fluides non mouillants.

I-B-3- Champ de température non uniforme.

Les conditions d'émergence d'une bulle hors d'une cavité, exposées précédemment, sont énoncées sous une hypothèse d'uniformité du champ de température au sein du liquide. Or, dans la réalité, et tout particulièrement lors des mises en chauffe rapide des systèmes, un gradient de température s'établit entre la paroi et le liquide. Ainsi, la surchauffe du liquide varie fortement en fonction de la distance à la paroi.

L'un des premiers modèles semi empiriques permettant de prendre en compte ces non-uniformités de température sur la nucléation fut proposé par Hsu [HSU-1962]. Il considère dans son modèle un embryon de vapeur piégé dans une cavité en paroi. Ce dernier est de forme sphérique tronquée, de rayon de courbure « R » et de hauteur fixée arbitrairement à $2r_c$. La couche limite thermique se développe dès qu'un échange de chaleur a lieu entre la surface de nucléation chauffée et le liquide environnant. En négligeant les effets convectifs en proche paroi ($y < \delta t$), les transferts au sein de la couche limite thermique « δ » peuvent être représentés par un modèle de conduction transitoire à une dimension. Dans le cas d'un chauffage à température constante, en supposant que le liquide est initialement à une température uniforme « T_0 », l'auteur montre que la bulle prenant naissance dans une cavité ne peut se développer qu'à la condition que la température du liquide au niveau du sommet de la bulle soit au moins égale à la température d'équilibre de la vapeur. De plus, il obtient que la température la plus haute atteinte en tout point de la couche limite correspond à la température atteinte en régime stationnaire. Dans ce cas, le rayon des embryons de vapeur doit être compris entre deux valeurs déterminées à partir du profil de température linéaire stationnaire, pour que le germe devienne actif.

Valeur inférieure :

$$r_{c-\min} = \frac{\delta \sin \varphi}{2(1 + \cos \varphi)} \left(1 - \frac{T_{\text{sat}}(P_0) - T_0}{T_{\text{paroi}} - T_0} - \sqrt{\left(1 - \frac{T_{\text{sat}}(P_0) - T_0}{T_{\text{paroi}} - T_0} \right)^2 - 8 \frac{(1 + \cos \varphi) \sigma T_{\text{sat}}(P_0)}{h_{lv} \rho_v \delta (T_{\text{paroi}} - T_0)}} \right) \quad (I-41)$$

Valeur supérieure :

$$r_{c-\max} = \frac{\delta \sin \varphi}{2(1 + \cos \varphi)} \left(1 - \frac{T_{\text{sat}}(P_0) - T_0}{T_{\text{paroi}} - T_0} + \sqrt{\left(1 - \frac{T_{\text{sat}}(P_0) - T_0}{T_{\text{paroi}} - T_0} \right)^2 - 8 \frac{(1 + \cos \varphi) \sigma T_{\text{sat}}(P_0)}{h_{lv} \rho_v \delta (T_{\text{paroi}} - T_0)}} \right) \quad (I-42)$$

avec $\varphi = \gamma + \theta$, « γ » étant l'angle entre la tangente à la cavité et l'horizontale, et « θ » étant l'angle de contact.

Le même critère de nucléation est repris en prenant en compte la distorsion des isothermes à proximité de la bulle [HAN-1965-a]. A température de paroi imposée, et sous l'hypothèse que le liquide est à température de saturation loin de la paroi, les expressions des tailles minimum et maximum de la cavité encadrant les tailles de sites actifs sont données par :

Valeur inférieure :

$$r_{c-\min} = \frac{\delta}{3} \left(\frac{T_{\text{paroi}} - T_{\text{sat}}(P_0)}{T_{\text{paroi}} - T_0} \right) \left(1 - \sqrt{1 - 12 \frac{\sigma(T_{\text{paroi}} - T_0) T_{\text{sat}}(P_0)}{h_{lv} \rho_v \delta (T_{\text{paroi}} - T_{\text{sat}}(P_0))^2}} \right) \quad (I-43)$$

Valeur supérieure :

$$r_{c-\max} = \frac{\delta}{3} \left(\frac{T_{\text{paroi}} - T_{\text{sat}}(P_0)}{T_{\text{paroi}} - T_0} \right) \left(1 + \sqrt{1 - 12 \frac{\sigma(T_{\text{paroi}} - T_0) T_{\text{sat}}(P_0)}{h_{lv} \rho_v \delta (T_{\text{paroi}} - T_{\text{sat}}(P_0))^2}} \right) \quad (I-44)$$

Par la suite, Madejski [MADEJSKI-1966] montre qu'en fait, une bulle qui prend naissance dans un gradient de température n'est pas sphérique, ni réellement hémisphérique mais a une forme sphéroïde aplatie.

I-C- Croissance de bulles de vapeur.

I-C-1- Régimes de croissance de la bulle de vapeur.

La croissance d'une bulle de vapeur n'a pas lieu dans un état d'équilibre thermodynamique. Elle se décompose en deux phases successives : une première phase contrôlée par les forces d'inertie du liquide, durant laquelle la croissance est très rapide, suivie d'une seconde phase limitée par la diffusion thermique dans le liquide, durant laquelle la croissance est plus lente. L'énergie apportée par conduction dans le liquide à l'interface est utilisée pour vaporiser du liquide. Les bilans dynamiques et thermiques interfaciaux sont fortement couplés par l'intermédiaire de la température et de la pression à l'intérieur de la bulle. Les nombreuses études réalisées traitent fréquemment de manière distincte les deux régimes rencontrés. Pour cela l'écriture d'un seul bilan à l'interface est nécessaire. Pour une croissance sur une paroi, ces deux phases se distinguent par un changement de forme de la bulle de vapeur (dans le cas d'une bulle créée sur une paroi chauffante : passage d'une forme hémisphérique à une forme sphérique [VAN STRALEN-1975-b]).

I-C-1-1- Régime inertiel (phase isotherme).

Durant les premiers stades de la croissance d'une bulle juste après la formation de l'embryon de vapeur ([FORSTER-1954], [PLESSET-1954]), la première phase de croissance (ou croissance aux temps courts) comprend deux étapes successives.

La première étape est fortement dépendante de la surchauffe et, relativement, très courte par rapport à la durée de la première phase de croissance. Elle est donc souvent négligée. La seconde étape commence lorsque le rayon de la bulle atteint une valeur suffisamment grande. La croissance est contrôlée par l'écart de pression entre les deux phases. Lorsque le rayon de la bulle augmente, la surpression de la vapeur par rapport à celle du liquide devient supérieure à celle nécessaire à l'équilibre mécanique. La tension de surface ne joue pas sur la dynamique de croissance de la bulle, c'est l'inertie du liquide qui influe (terme limitant).

I-C-1-2- Régime diffusif (phase isobare).

Lorsque la température de la bulle est proche de la température de saturation (correspondant à la pression dans la phase liquide), le régime diffusif est observé. La température de l'interface diminue jusqu'à atteindre la valeur de la température de saturation à la pression du liquide. La croissance est alors ralentie et contrôlée par les effets diffusifs (diffusion de la chaleur de la phase liquide vers la bulle).

En effet, le rayon de la bulle augmentant, la pression de vapeur diminue : l'écart de pression entre les deux phases tend alors à disparaître. Autour de la bulle il se crée une couche limite et l'énergie nécessaire à la vaporisation du liquide à l'interface est de plus en plus longue à diffuser depuis le liquide. L'évolution de la bulle est essentiellement contrôlée par le bilan d'énergie à l'interface, donné par l'équation I-8. Le mouvement de l'interface est lent, et le transfert de quantité de mouvement n'est alors plus le facteur limitant.

Il est possible de déterminer le rôle respectif de chacun des deux régimes (inertiel et diffusif) sur la croissance de la bulle en comparant leurs temps caractéristiques.

Temps caractéristique du régime inertiel :

$$\tau_{\text{inertiel}} = R_0 \sqrt{\frac{\rho_l}{P_{\text{sat}}(T_0) - P_0}} \quad (I-45)$$

Temps caractéristique du régime diffusif :

$$\tau_{\text{diffusif}} = \frac{R_0^2}{a_l \text{Ja}^2} \quad (I-46)$$

Avec Ja le nombre de Jakob, Cf. équation I-20.

En définissant B comme le rapport de ces temps caractéristiques :

$$B = \frac{\tau_{\text{inertiel}}}{\tau_{\text{diffusif}}} = \frac{a_l \text{Ja}^2}{R_0} \sqrt{\frac{\rho_l}{(P_{\text{sat}}(T_0) - P_0)}} \quad (I-47)$$

On a alors :

☞ $B \ll 1$: croissance inertielle

☞ $B \gg 1$: croissance diffusive

☞ $B \approx 1$: les deux régimes coexistent et le rayon critique de transition entre ces deux régimes est donné par $R_0 = a_l Ja^2 \sqrt{\frac{\rho_l}{(P_{\text{sat}}(T_0) - P_0)}}$

I-C-1-3- Phases de croissance de la bulle de vapeur.

Suivant qu'il y a recondensation ou non au niveau du dôme de la bulle, les phases de croissance ne seront pas identiques. Une bulle de vapeur en croissance sur une paroi surchauffée au sein de la couche limite thermique n'est pas de forme sphérique [CAREY-1992]. Le détail du cycle d'ébullition est donné en Figure I-13.

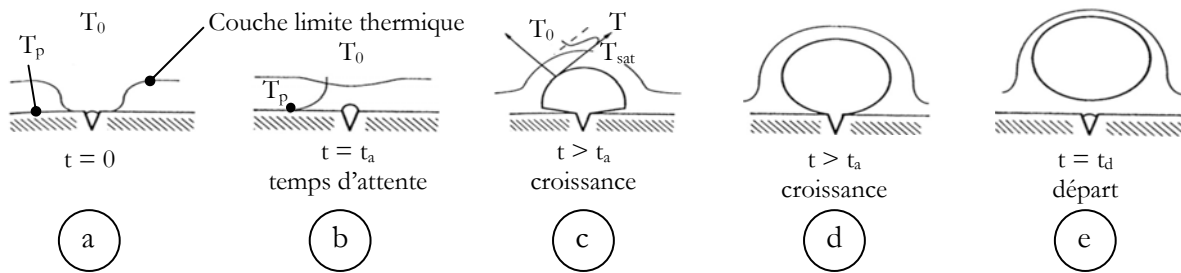


Figure I-13 : Représentation schématique du cycle d'ébullition sur une paroi, d'après V. P. Carey [CAREY-1992]

Après le départ de la bulle, du liquide à la température du bain liquide « T_0 » est ramené sur la paroi surchauffée à $T_p > T_{\text{sat}}$. La conduction transitoire entre le liquide et la paroi apparaît pendant un temps appelé temps d'attente « t_a » (étape b, Figure I-13). Lorsque la croissance commence (étape c, Figure I-13), une partie de la chaleur nécessaire au changement d'état provient de zones de liquide surchauffé adjacentes à la bulle.

L'embryon émerge de la cavité avec une vitesse de croissance élevée contrôlée dans un premier temps par les effets d'inertie du liquide. La bulle est alors de forme hémisphérique. Une fine couche de liquide est présente entre la partie inférieure de l'interface de la bulle et la paroi. Il s'agit de la « microcouche d'évaporation ». La formation de cette dernière a été discutée et mise en évidence par Moore et Mesler [MOORE-1961] (par des considérations thermodynamiques), par Hospeti et Mesler [HOSPETI-1965], par Cooper et Lloyd [COOPER-1966] et par Katto et Yokoya [KATTO-1966] (par des observations optiques). L'épaisseur de la microcouche varie de quelques microns à quelques centaines de microns ([MOORE-1961], [COOPER-1966], [COOPER-1969-a], [JAWUREK-1969], [KOFFMAN-1983]).

Lorsque le transfert de chaleur devient le mécanisme limitant de la croissance (étape d, Figure I-13), les effets de tension de surface tendent à donner une forme sphérique à la bulle. De nombreux facteurs peuvent influencer les types de croissance (inertielle ou diffusive). Ces derniers sont regroupés dans le Tableau I-1. Enfin lorsque les effets de la tension de surface deviennent inférieurs aux forces agissant en faveur du détachement de la bulle, cette dernière se détache (étape e, Figure I-13).

<i>Croissance inertielle</i>	<i>Croissance diffusive</i>
-Surchauffe élevée -Flux imposé élevé -Surface polie -Liquide très mouillant (angle de contact faible) -Chaleur latente de vaporisation faible -Pression de travail faible	-Surchauffe faible -Flux imposé faible -Surface avec de nombreux défauts -Liquide peu mouillant -Chaleur latente de vaporisation élevée -Pression de travail modérée à élevée

Tableau I-1 : résumé des facteurs favorisant le type de croissance observé.

Dans le cas d'une bulle unique créée dans un bain d'eau sous-refroidie de 20 à 60°C, les différentes étapes constituant le cycle de la bulle (ou « vie » de la bulle) selon Zhao *et al.* [ZHAO-2002] sont exposées en Figure I-14, et dans ces conditions, la phase de présence de la bulle sur le fil de platine est décomposée selon eux comme suit :

☞ Une période initiale (a) au cours de laquelle la bulle est semi-sphérique. La croissance se fait depuis un germe actif et une microcouche est présente sous la bulle.

☞ Une seconde période (b) liée à l'évaporation au niveau de la microcouche. La bulle change de forme et atteint une géométrie quasi sphérique. La couche de liquide qui se trouve sous la bulle est plus épaisse que la microcouche de liquide.

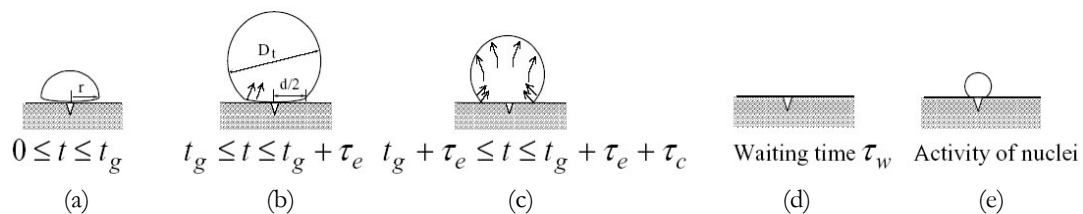


Figure I-14 : Cycle d'ébullition [ZHAO-2002].

☞ Une période de condensation (c), qui survient après l'assèchement de la microcouche. Le changement de phase se fait surtout au niveau du dôme de la bulle. Le transfert de chaleur par évaporation au niveau du dôme est plus faible que celui au niveau de la microcouche. Le phénomène de condensation au niveau du dôme de vapeur devient prépondérant.

☞ Le temps d'attente (d) survient dès que la bulle de vapeur s'est « effondrée ». Du liquide sous-refroidi est ramené sur la paroi et la couche limite thermique se re-forme par conduction transitoire dans ce liquide sous-refroidi.

☞ Le nucleus de vapeur réapparaît (e), et le cycle recommence.

Avec comme condition pariétale un flux constant, Zhao *et al.* supposent la capacité thermique de la paroi comme étant faible et ils déterminent les variations temporelles de la température de paroi, et de l'épaisseur de la couche limite. A flux ou température de paroi constants, ce temps d'attente augmente avec le sous-refroidissement. De plus, pour une paroi à température constante, le temps d'attente est inversement proportionnel à la surchauffe de la paroi. Expérimentalement, en présence de liquide sous-refroidi, la bulle hémisphérique apparaît sur le site de nucléation, croît, se re-condense et soit « s'effondre », soit part de la surface. En résumé, les auteurs observent que l'augmentation du niveau de sous-refroidissement entraîne une diminution du diamètre maximum de la bulle atteint et une augmentation du temps d'attente. Ce dernier résultat est en contradiction avec les résultats d'Ibrahim et Judd [IBRAHIM-1985] et Judd [JUDD-1999] qui ont trouvé que le temps d'attente diminue lorsque le sous-refroidissement augmente.

I-C-2- Forces agissant sur la bulle.

Au cours de sa croissance, la bulle est soumise à plusieurs forces qui agissent sur sa forme, son déplacement et sa croissance. Certaines de ces forces sont présentées ci-dessous (Cf. Figure I-15).

- ☞ Force de flottabilité : c'est la force résultant du poids $\vec{F}_P$ de la bulle et de la poussée d'Archimède $\vec{F}_{PA}$
- ☞ Force liée à la pression de contact : c'est la force résultant des effets couplés de la présence de la paroi (entraîne un déficit de la poussée d'Archimède) et de la réaction de la paroi sur la surface de contact bulle-paroi.
- ☞ Force de frottement visqueux tangentiel à l'interface : elle est due au gradient de tension superficielle, présent lorsqu'il y a un gradient de température ou de concentration le long de l'interface. L'écoulement de liquide engendré par la présence du gradient de tension superficielle se fait de manière tangentielle à l'interface et s'effectue contre les forces de viscosité. (effet Marangoni, Cf. section I-A-2-).
- ☞ Force d'inertie : elle est liée à la croissance de la bulle qui engendre un mouvement dans le liquide. Elle se décompose en force d'inertie d'expansion $\vec{F}_{\text{expansion}}$ (mouvement radial de la bulle) et de translation $\vec{F}_{\text{translation}}$ (verticale ascendante).
- ☞ Force de traînée : elle correspond à la composante selon l'axe de déplacement (la composante selon l'axe orthogonal au déplacement est la portance) de la résistance exercée par le fluide sous la forme d'une force de pression et d'une force de frottement tangentielle.
- ☞ Force de sillage liée à l'ascension de la bulle précédente : le départ de la bulle exerce une force ascensionnelle sur la bulle suivante.

☞ Forces de capillarité : ces forces agissent sur les interfaces liquide-solide, liquide-vapeur et solide-vapeur.

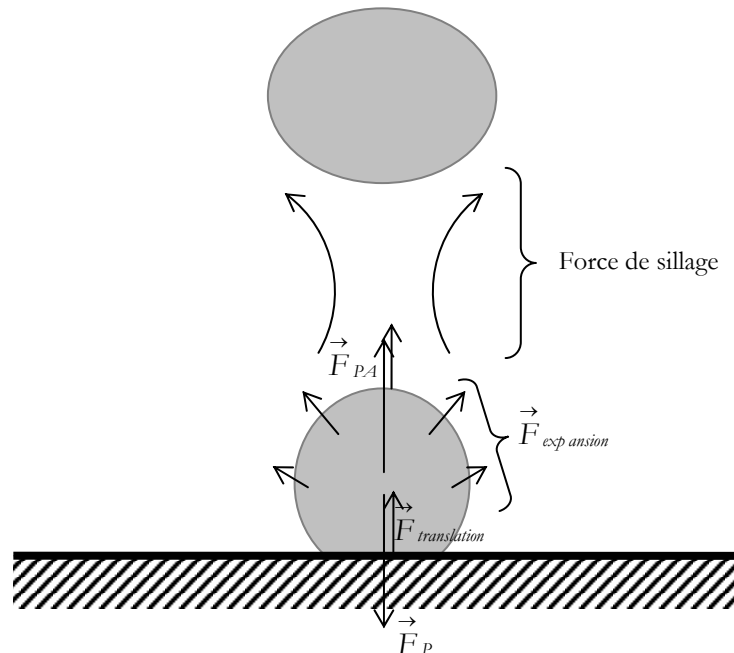


Figure I-15 : Représentation schématique de quelques-unes des forces agissant sur une bulle dans le cas d'une croissance sur une paroi.

Étant donné que nous ne nous intéressons qu'à une bulle unique, nous étudions la partie de la courbe de Nukiyama correspondant au régime d'ébullition nucléée « à bulles séparées ». Les forces d'interaction entre bulles (coalescence, zone d'influence etc.) ne sont donc pas présentées ici.

I-C-3- Modèles de croissance.

Contrairement au cas de la croissance au sein d'un liquide uniformément surchauffé, présenté en ANNEXE C, la bulle de vapeur croissant sur une paroi surchauffée au sein de la couche limite thermique n'est pas de forme sphérique. La résolution du point de vue hydrodynamique est donc plus compliquée, et d'un point de vue thermique, la bulle croît au sein d'un gradient de température, ce qui modifie les échanges de chaleur. Il existe différents types de modèles de croissance, suivant le mode de transfert majoritaire considéré. Les sections suivantes présentent certains des modèles prenant en compte l'évaporation sur toute la surface de la bulle, au niveau de la microcouche, et enfin la combinaison des deux évaporations

I-C-3-1- Croissance par évaporation sur toute la surface de la bulle.

Mikic et Roshenow [MIKIC-1969-a] ont traité le problème de la croissance diffusive comme un processus de conduction instationnaire mono-dimensionnelle, composé de deux parties. Durant le temps d'attente « t_a », la conduction instationnaire dans le liquide est supposée vérifier l'équation de la chaleur. L'évolution du rayon de la bulle en fonction du temps est donnée par :

$$R(t) = \frac{2Ja_1\sqrt{3\pi\lambda_1 t}}{\pi} \left(1 - \frac{T_p - T_\infty}{T_p - T_{sat}} \left(\left[1 + \frac{t_a}{t} \right]^{\frac{1}{2}} - \left[\frac{t_a}{t} \right]^{\frac{1}{2}} \right) \right) \quad (II-48)$$

Avec Ja_1 , le nombre de Jakob, donné par l'équation I-20. Afin de déterminer le temps d'attente « t_a », les auteurs considèrent que la température au sommet de l'hémisphère de vapeur dont le rayon est égal au rayon de la cavité « r_c » doit être supérieure à la température de surchauffe nécessaire à l'amorce de la croissance. En utilisant le profil de température obtenu pour la phase d'attente, ils obtiennent ainsi une expression du temps d'attente :

$$t_a = \frac{1}{4a_L} \left(\frac{r_c}{\operatorname{erfc}^{-1} \left(\frac{T_{sat}(P_0) - T_0}{T_p - T_0} + \frac{2\sigma T_{sat}(P_0)}{(T_p - T_0)r_c \rho_v h_{lv}} \right)} \right) \quad (II-49)$$

où $\operatorname{erfc}(K) = 1 - \operatorname{erf}(K) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^K \exp(-x^2) dx$

Une approche dans laquelle on considère une bulle qui croît au sein d'un liquide uniformément surchauffé a été menée par Mikic *et al.* [MIKIC-1970]. L'équation de Clausius-Clapeyron linéarisée leur permet d'obtenir une relation entre la température et la pression de la bulle tandis que l'évolution temporelle du rayon de la bulle est supposée linéaire et donnée par la solution de Rayleigh (croissance de la bulle contrôlée uniquement par les forces d'inertie, Cf. ANNEXE C) :

$$R(t) = \frac{2B^2}{3A} \left(\left(\left(\frac{A}{B} \right)^2 t + 1 \right)^{\frac{3}{2}} - \left(\left(\frac{A}{B} \right)^2 t \right)^{\frac{3}{2}} - 1 \right) \quad (II-50)$$

Avec :

$$A = \left(\frac{bh_{lv}\rho_v(T_{lo} - T_{sat})}{\rho_l T_{sat}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (II-51)$$

et

$$B = \left(\frac{12a_1}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} J a_1 \quad (II-52)$$

« b » étant une constante qui vaut 2/3 lorsque la bulle croît en milieu infini et $\pi/7$ lorsque la bulle croît sur une paroi. Pour des temps courts, on retrouve la forme de la solution de l'équation de Rayleigh et pour des temps longs, on retrouve la solution de Plesset et Zwick, toutes deux données en ANNEXE C.

Contrairement à Mikic *et al.* [MIKIC-1970], Theofanous et Patel [THEOFANOUS-1976] ne négligent pas la variation de la masse volumique de la vapeur. Ils ont montré que cette variation influence fortement le taux de croissance des bulles pour des surchauffes importantes du liquide.

Une autre expression de l'évolution temporelle du rayon de la bulle de vapeur a été proposée par Prosperetti et Plesset [PROSPERETTI-1978]. Ces derniers ont mené des simulations numériques en utilisant le modèle de Mikic *et al.* [MIKIC-1970] modifié comme suit :

$$R^* = \frac{2}{\pi^2} \sqrt{\frac{2}{3}} \left[\left(\frac{\pi^2 t^*}{2} + 1 \right)^{3/2} - \left(\frac{\pi^2 t^*}{2} \right)^{3/2} - 1 \right] \quad (II-53)$$

avec :

$$R^* = \frac{A_2^2 R}{R_c} \quad (II-54)$$

$$t^* = B_2 A_2^2 t \quad (II-55)$$

$$A_2 = \frac{1}{3} \left(\frac{2\sigma a_1}{\pi} \right)^{1/2} \rho_v \frac{h_{lv}}{\lambda_1 (T_{l-\infty} - T_{sat})} (\rho_v (P_v(T_\infty) - P_\infty))^{-1/4} \quad (II-56)$$

$$B_2 = \frac{(P_v(T_\infty) - P_\infty)^{3/2}}{2\sigma \rho_l^{1/2}} \quad (II-57)$$

Miyatake *et al.* [MIYATAKE-1997] ont étendu le modèle de Mikic *et al.* [MIKIC-1970] en tenant compte de l'existence d'un retard et des variations de la masse volumique de la vapeur avec la température. Ils proposent la solution analytique suivante pour un liquide pur :

$$R^* = \frac{2}{3} \left(1 + \frac{t^x}{3} \exp \left[- (t^x + 1)^{1/2} \right] \right) \left((t^x + 1)^{3/2} - (t^x)^{3/2} - 1 \right) \quad (II-58)$$

avec :

$$R^x = \frac{C_1}{C_2^2} (R - R_{eq}) \quad (II-59)$$

$$t^x = \left(\frac{C_1}{C_2} \right)^2 \left(t - t_{retard} \left(1 - \exp \left(- \frac{t^2}{t_{retard}^2} \right) \right) \right) \quad (II-60)$$

« t_{retard} » (défini par t « delay » par les auteurs) correspond à la durée du retard. Ce temps est donné par l'équation II-61. Pour de l'eau surchauffée à 3,1 K à pression atmosphérique, ce temps a été évalué à 1 ms environ par Lee et Merte [LEE-1996].

$$t_{retard} = \frac{6R_{eq}}{C_1} \quad (II-61)$$

$$C_1 = \sqrt{\frac{2(P_v - P_{l\infty})}{3(\rho_l)_{T_{ref}}}} \quad (II-62)$$

$$C_2 = \sqrt{\frac{12}{\pi}} \left(\frac{T_{l\infty} - T_{sat}}{(\rho_v)_{T_{ref}}} \right) \left(\frac{\rho_l C_1 \sqrt{a_l}}{h_{lv}} \right) \quad (II-63)$$

« T_{ref} » est la température de référence à laquelle la masse volumique de la vapeur ρ_v est évaluée, « t_{ref}^x » est un temps adimensionnel utilisé afin de déterminer T_{ref} , et « t_{max} » est la durée de croissance maximale considérée :

$$T_{ref} = T_{sat} + (T_{l\infty} - T_{sat}) \left(1 - 2\sqrt{t_{ref}^x} \left(\sqrt{t_{ref}^x + 1} \right) - \sqrt{t_{ref}^x} \right) \quad (II-64)$$

$$t_{ref}^x = \frac{1}{2} \left(\frac{C_1}{C_2} \right)^2 (t_{max} - t_{retard}) \quad (II-65)$$

I-C-3-2- Croissance par évaporation de la microcouche.

Dans les modèles de Cooper et Lloyd [COOPER-1969-a] et Cooper [COOPER-1969-b], la bulle est considérée comme étant de forme hémisphérique, et de pression interne uniforme (inertie et viscosité de la vapeur faibles devant celles du liquide). Par ailleurs, les auteurs supposent la microcouche suffisamment fine pour que l'écoulement de liquide à l'intérieur de cette microcouche puisse être considéré comme plan. La croissance est traduite à la fois par la

croissance de la zone sèche sous la bulle (zone de contact entre la vapeur et la surface de nucléation) et par la croissance du rayon de la bulle de vapeur, dont l'évolution est de la forme :

$$R(t) = C_3 t^n \quad (II-66)$$

où « C_3 » et « n » sont des constantes, et « n » a une valeur généralement comprise entre 0,3 et 0,7. L'épaisseur de la microcouche est alors donnée par :

$$\delta_0 = C_4 \sqrt{v_L t_g} \quad (II-67)$$

où « t_g » est l'instant où le ménisque atteint la position considérée et « C_4 » une constante de l'ordre de 0,8 pour le modèle, et de l'ordre de 0,5 à 1 pour leurs résultats expérimentaux. Plus tard, l'étude expérimentale menée par Cooper *et al.* [COOPER-1978] montre qu'en fait C_4 , c'est-à-dire le rapport $\delta_0 / \sqrt{v_L t_g}$, n'est pas constant mais décroît avec le temps (car l'épaisseur de la microcouche dépend également de la tension superficielle, phénomène négligé précédemment).

Pour une bulle de forme hémisphérique, en supposant la température de paroi quasiment constante au cours de l'évaporation de la microcouche, en supposant que l'interface liquide-vapeur est à température de saturation, en négligeant la capacité calorifique du liquide, et en supposant que les transferts de chaleur dans la microcouche sont purement conductifs, le problème est résolu dans deux cas, selon les valeurs relatives des conductivités thermiques de la paroi λ_p et du liquide λ_l [COOPER-1969-b]:

$$\text{Si } \lambda_p \gg \lambda_l \quad R(t) = 2,5 J a_1 \sqrt{\frac{a_1 t}{Pr_l}} \quad (II-68)$$

$$\text{Si } \lambda_p \ll \lambda_l \quad R(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\lambda_p \rho_p C_p}{\lambda_l \rho_l C_l}} J a_1 \sqrt{a_1 t} \quad (II-69)$$

D'après ces équations, la croissance par évaporation de la microcouche a la même forme que la croissance par évaporation sur le dôme de la bulle :

$$R(t) \propto J a_1 \sqrt{a_1 t} . \quad (II-70)$$

Contrairement à Cooper et Lloyd [COOPER-1969-a], van Ouwerkerk [VAN OUWERKERK-1971] a pris en compte dans son modèle la capacité calorifique du liquide dans la microcouche, ainsi que les propriétés thermiques de la paroi. Une solution analytique est proposée (équation II-71) dans le cas particulier où la forme de la bulle n'évolue pas au cours de

la croissance, où la surchauffe du liquide est faible, et la température de paroi est supposée constante.

Pour $\sqrt{\left(\frac{\lambda_p \rho_p C_p}{\lambda_l \rho_l C_l}\right)} = 1$ et un rapport $\frac{C_l (T_0 - T_{sat})}{h_{lv}}$ faible, la solution analytique est alors :

$$R(t) = C_5 \sqrt{t} \quad (II-71)$$

avec :

$$C_5 = \frac{2(1+\sqrt{3})}{\sqrt{\pi}} J a_1 \sqrt{a_1} \quad (II-72)$$

Dans ce cas, « T_0 » est la température initiale du liquide dans la microcouche, égale à la température de paroi.

Cooper et Merry [COOPER-1973] ont, eux aussi, pris en compte dans leur modèle la capacité calorifique du liquide dans la microcouche, les variations de la température de paroi et/ou du flux pariétal et la résistance d'interface. Pour une bulle hémisphérique dont le rayon suit la loi $R(t) \sim t^n$, ils obtiennent alors :

$$R(t) = \frac{3}{2} C_4 \frac{\rho_l}{\rho_v} \sqrt{(v_l t)} I \quad (II-73)$$

où « I » est une intégrale faisant intervenir l'évolution temporelle de la microcouche, et « C_4 » une constante donnée par l'équation II-67

L'influence des propriétés thermiques de la paroi sur l'évaporation de la microcouche pour une bulle hémisphérique en croissance sur une paroi constituée de deux matériaux différents a été étudiée par Guo et el Genk [GUO-1994]. Ces derniers ont supposé la microcouche plane et suffisamment mince pour que les échanges de chaleur soient assimilés à de la conduction unidimensionnelle, alors que la conduction dans la paroi est bidimensionnelle. La capacité calorifique de la microcouche a été négligée. La résolution numérique du bilan thermique à l'interface microcouche/bulle, des équations de la chaleur (dans les couches successives de la paroi et de la microcouche) et d'évaporation à l'interface montre que l'augmentation de la conductivité et de l'épaisseur de la paroi entraîne une augmentation du taux d'évaporation.

Mei *et al.* [MEI-1995-a], ont considéré le même système d'équations mais en supposant la géométrie de la bulle invariante au cours de la croissance et en négligeant la zone asséchée entre la bulle et la paroi. La bulle est assimilée à une sphère tronquée donnée en Figure I-16. Comme pour le cas traité par Guo et El-Genk [GUO-1994], le transfert de chaleur se fait par conduction unidimensionnelle dans la microcouche et par conduction bidimensionnelle dans la

paroi. Les phénomènes hydrodynamiques n'étant pas considérés, deux constantes empiriques, C_4 et C_5 , sont introduites afin de définir les formes de la bulle et de la microcouche :

C_4 a été donnée précédemment par Cooper et Lloyd [COOPER-1969-a] dans l'équation II-67, $C_4 = \frac{\delta_0}{\sqrt{v_l t}}$, et C_5 est donnée par le rapport suivant (rapport supposé indépendant du temps dans le modèle) :

$$C_5 = \frac{R_b(t)}{R(t)} \quad (II-74)$$

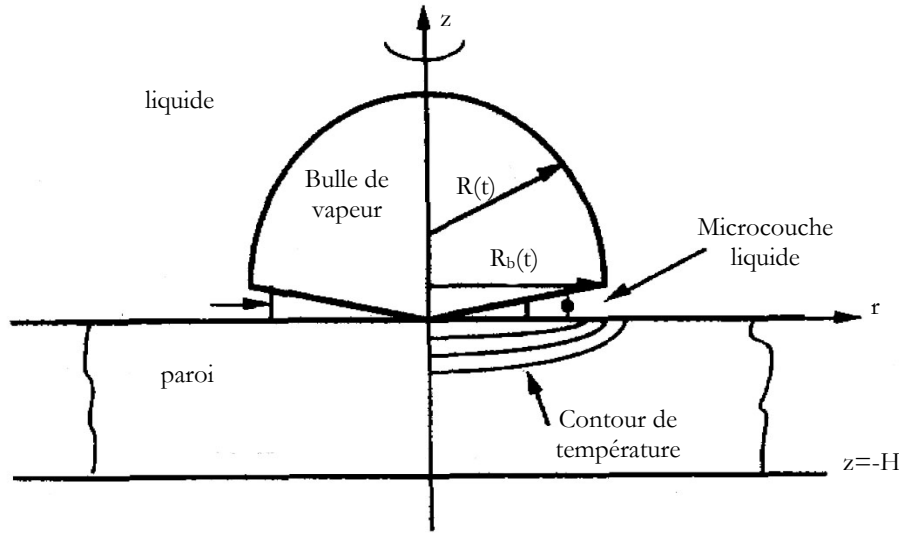


Figure I-16 : Schémas de la géométrie de la bulle considérée par Mei *et al.* [MEI-1995-a].

Les auteurs proposent alors la corrélation suivante, basée sur des données expérimentales de Akiyama *et al.* [AKIYAMA-1969], Hospeti et Mesler [HOSPETI-1969] et van Stralen *et al.* [VAN STRALEN-1975-b], pour la détermination de C_5 :

$$C_5 = \left[\left(0.4134 Ja_l^{0.1655} \right)^{-6} + \left(1 - 0.1e^{-0.0005 Ja_l} \right)^{-6} \right]^{-1/6} \quad (II-75)$$

La corrélation donnée pour C_4 est, quant à elle, basée entre autres sur les résultats de Akiyama *et al.* [AKIYAMA-1969], Hospeti et Mesler [HOSPETI-1969], Van Stralen *et al.* [VAN STRALEN-1975-b] et Cole et Shulman [COLE-1966], couvrant ainsi un large domaine de valeurs du nombre de Jakob :

$$C_4 = 0.00525 Pr_l^{-1/2} Ja_l^{0.752} \left(\frac{\lambda_l}{\lambda_p} \right)^{-0.113} \left(\frac{a_l}{a_p} \right)^{-0.117} \quad (II-76)$$

La surchauffe considérée dans le nombre de Jakob est celle de la paroi. Les conditions initiales sont déterminées par la solution du même problème en considérant la température de la paroi constante. La croissance est alors donnée par l'équation suivante :

$$R(t) = \frac{C_5^2}{f(C_5)} \frac{Ja_1}{Pr_1^{1/2}} \sqrt{a_1 t} \quad (II-77)$$

avec :

$$f(C_5) \approx 1 - \frac{3}{4} \left(1 - \sqrt{1 - C_5^2}\right)^2 + \frac{1}{4} \left(1 - \sqrt{1 - C_5^2}\right)^3 \quad (II-78)$$

Par la suite, l'étude paramétrique menée par Mei *et al.* [MEI-1995-b] montre qu'une augmentation du rapport λ_l/λ_p ou bien du nombre de Fourier de la paroi (rapport entre le temps de croissance de la bulle et le temps de diffusion de la chaleur dans l'épaisseur de la plaque) entraîne une diminution de $R(t)$. Le nombre de Fourier est donné par l'équation II-79 :

$$F_0 = a_p t_d / e_p^2 \quad (II-79)$$

Avec « a_p » la diffusivité dans la paroi, « e_p » son épaisseur et « t_d » le temps auquel la bulle se détache. Une augmentation du nombre de Jakob entraîne une augmentation du taux de croissance, et pour la plupart des conditions testées, le profil de la température du liquide dans la microcouche est quasiment linéaire au cours de la croissance de la bulle.

Zhao *et al.* [ZHAO-2002] ont considéré la croissance de la bulle unique de forme semi-sphérique par évaporation de la microcouche [ZHAO-1996], où C_7 est une constante.

$$R(t) = \frac{2\lambda_l \Delta T_{\text{sat}}}{\rho_v h_{lv}} \sqrt{\frac{t}{C_7 a_l}} \quad (II-80)$$

I-C-3-3- Croissance combinant l'évaporation des deux régions.

Le mouvement de l'interface lors de la croissance de la bulle engendre l'apparition d'une couche limite visqueuse. Si la taille de la bulle est inférieure à l'épaisseur de la couche limite thermique à la paroi et si le liquide loin de la bulle est à saturation, la croissance de la bulle dépend de l'évaporation simultanée du liquide entourant le dôme, et de la microcouche.

Cooper [COOPER-1969-b] a montré que lorsque l'évaporation autour de la bulle n'est pas négligeable par rapport à l'évaporation de la microcouche pour une bulle de forme hémisphérique croissant dans un champ de température uniforme, les équations II-68 et II-69 deviennent :

$$\text{Si } \lambda_p \gg \lambda_l \quad R(t) = 2.5 Ja_p \sqrt{\frac{a_1 t}{Pr}} + 2 \sqrt{\frac{3}{\pi}} Ja_1 \sqrt{a_1 t} \quad (II-81)$$

$$\text{Si } \lambda_p < \lambda_l \quad R(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\lambda_p \rho_p C_p}{\lambda_l \rho_l C_l}} Ja_p \sqrt{a_1 t} + 2 \sqrt{\frac{3}{\pi}} Ja_1 \sqrt{a_1 t} \quad (II-82)$$

où le terme supplémentaire « $2 \sqrt{\frac{3}{\pi}} Ja_1 \sqrt{a_1 t}$ » représente la contribution de l'évaporation du dôme de la bulle à sa croissance.

Pour $\lambda_p \gg \lambda_l$, le terme « $2.5 Ja_p \sqrt{\frac{a_1 t}{Pr}}$ », et pour $\lambda_p < \lambda_l$, le terme « $\frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\lambda_p \rho_p C_p}{\lambda_l \rho_l C_l}} Ja_p \sqrt{a_1 t}$ » représente la contribution de l'évaporation de la microcouche à la croissance de la bulle.

$$\text{Avec : } Ja_p = \frac{\rho_l C_l (T_{p-\text{initiale}} - T_{\text{sat}})}{\rho_v h_{lv}} \quad \text{et} \quad Ja_l = \frac{\rho_l C_l (T_{l-\infty} - T_{\text{sat}})}{\rho_v h_{lv}}$$

Par la suite, Cooper et Vijuk [COOPER-1970] proposent une autre expression de l'évolution temporelle du rayon d'une bulle de vapeur hémisphérique, en tenant compte de la répartition du champ de température dans le bain liquide. Ils supposent que l'épaisseur initiale de la microcouche est donnée par (Cf. équation II-67) $\delta_0 = C_4 \sqrt{\nu_1 t} = 0.8 \sqrt{\nu_1 t}$ et que cette dernière peut être associée à une résistance thermique constante en tous points, égale à δ_0 / λ_l . Pour une conductivité de la paroi élevée, deux solutions sont obtenues suivant que la température du liquide est considérée uniforme ou non.

☞ Pour une température de liquide uniforme, avec $C_4=0.8$, l'expression du rayon obtenue est la même que celle donnée par Cooper [COOPER-1969-b] par l'équation II-81.

☞ En revanche, pour une température de liquide non uniforme, ils obtiennent la solution analytique approchée suivante :

$$R(t) = \left(\frac{2.5}{\sqrt{Pr}} + 2 \sqrt{\frac{3}{\pi}} \left(\frac{T_{l-\infty} - T_{\text{sat}}}{T_p - T_{\text{sat}}} \right) \right) Ja_1 \sqrt{a_1 t} \quad (II-83)$$

Fyodorov et Klimenko [FYODOROV-1989] ont développé un modèle de croissance pour le cas d'un angle de contact faible entre la bulle et la paroi. La géométrie considérée est une

bulle sphérique tangente à la paroi. Le transfert de chaleur dans la paroi sous la bulle peut se faire de manière quasi-stationnaire, en supposant que le produit $\rho_p C_p$ est faible.

Une solution approchée de l'évolution temporelle du rayon est proposée pour $Ja_1 \leq 100$ et $\lambda_p / \lambda_1 \geq 10$ (en résolvant les équations de conduction dans la paroi et la microcouche, les équations de bilan à l'interface microcouche/bulle et l'équation de l'énergie dans le liquide entourant la bulle) :

$$R(t) = \left[\left(\sqrt{\frac{3}{\pi}} Ja_1 \right)^{3/2} + \left(\sqrt{Ja_1 \left(\frac{\hat{Q}_p}{2\pi} + 1 \right)} \right)^{3/2} \right]^{2/3} \sqrt{a_1 t} \quad (II-84)$$

Avec « $\hat{Q}_p$ » le flux à la paroi adimensionné. De plus, en supposant que $\sqrt{\frac{3}{\pi}} \approx 1$ et que

$$\left(\frac{\hat{Q}_p}{2\pi} + 1 \right)^{3/4} \approx \frac{6.9}{\left(1 + 1070 \frac{\lambda_1}{\lambda_p} \right)^{0.23}}, \text{ ils obtiennent :}$$

$$R(t) = \left[\underbrace{Ja_1^{3/2}}_1 + \frac{6.9 Ja_1^{3/4}}{\underbrace{\left(1 + 1070 \frac{\lambda_1}{\lambda_p} \right)^{0.23}}_2} \right]^{2/3} \sqrt{a_1 t} \quad (II-85)$$

où les termes « 1 » et « 2 » de l'équation II-85 correspondent respectivement à la croissance par évaporation du dôme de la bulle et à la croissance par transfert de chaleur de la paroi vers la microcouche.

Buyevich et Webbon [BUYEVICH-1996] considèrent une bulle dont la croissance est contrôlée par les effets thermiques. La bulle, créée sur une paroi dans un bain liquide à température de saturation, a la forme d'une sphère tronquée et est séparée de la paroi horizontale par une microcouche plane d'épaisseur constante. Sa valeur initiale est approximée à :

$$\delta \approx 1.294 \sqrt{\left(\left(v_1 - 0.11 \frac{\lambda_1 (T_p - T_{sat})}{\rho_1 h_{lv}} \right) t \right)}. \text{ La température de la paroi est supposée constante. Du}$$

point de vue thermique, les échanges considérés se font par conduction dans la microcouche (gradient de température supposé linéaire), et par conduction transitoire au niveau du dôme de la bulle. La loi de croissance postulée est de la forme $R(t) = C_6 \sqrt{t}$ [SCRIVEN-1959] où « C_6 » est

une constante de croissance comprise entre 1 et 2. L'épaisseur de la microcouche est donnée par $\delta = \frac{2\sqrt{a_L t}}{C_6}$. Selon la géométrie de la bulle, deux types d'équations sont proposés :

☞ Si la bulle est quasi hémisphérique, le modèle aboutit à :

$$R(t) = C_6 Ja \left(1 + \frac{1}{1.294 C_6 \sqrt{Pr}} \right) \sqrt{a_L t} + \text{cte} \quad (II-86)$$

avec Pr , le nombre de Prandtl donné par $Pr = \frac{\rho v C}{\lambda}$

☞ Si la bulle est quasi sphérique, on a, pour $\left(\frac{1}{1.294 C_6 \sqrt{Pr}} \right) \leq 1$:

$$R(t) = C_6 Ja \sqrt{a_L t} \quad (II-87)$$

Un autre modèle de la croissance d'une bulle, par contribution de l'évaporation de la microcouche et du dôme de la bulle, est proposé par Ginet [GINET-1999]. La bulle est considérée comme étant de forme hémisphérique.

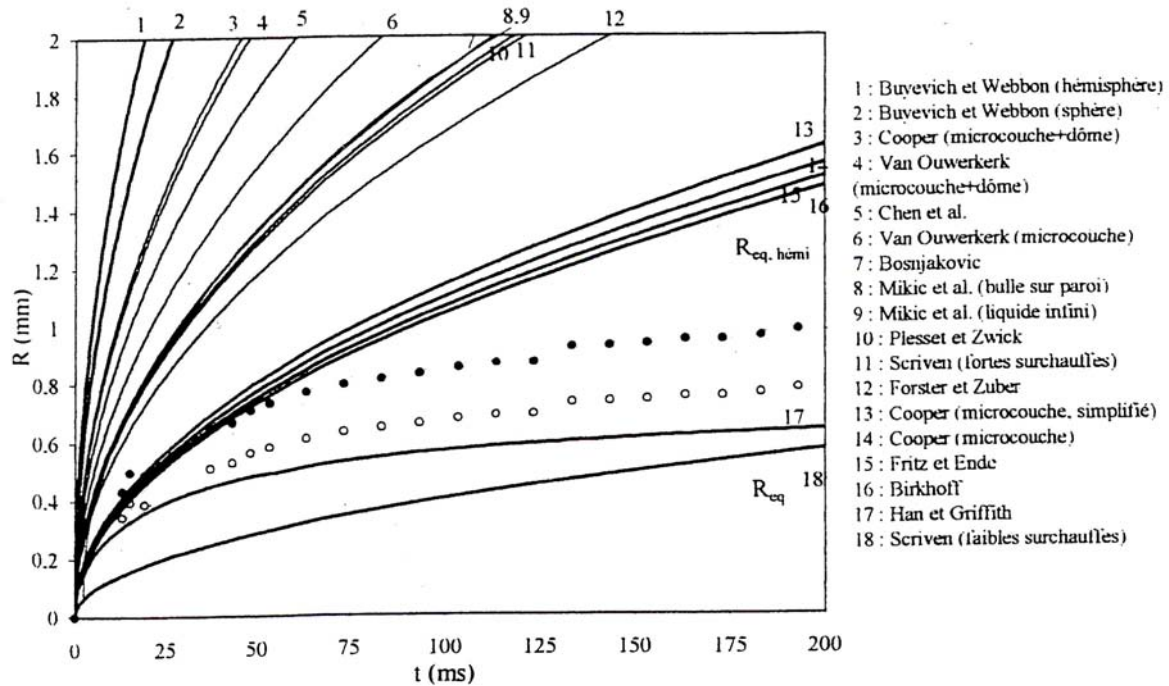
☞ Pour une bulle croissant dans la microcouche :

$$R(t) = Ja_1 \left(C_7^3 + \left(\frac{2.5}{\sqrt{Pr}} \right)^3 \right)^{1/3} \sqrt{a_1 t} \quad (II-88)$$

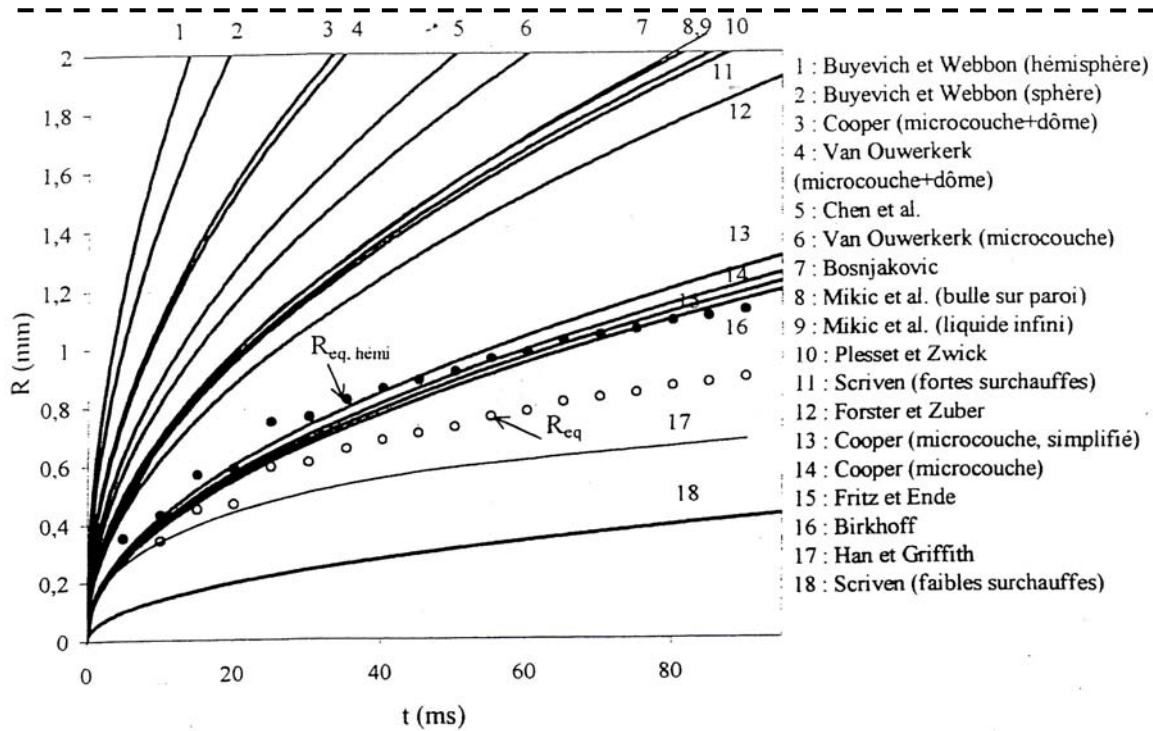
Où « C_7 » est une constante de croissance donnée en considérant uniquement l'évaporation de la microcouche par une loi de type $R(t) = C_7 Ja_1 \sqrt{a_1 t}$, le liquide étant à température uniforme à l'infini.

☞ Pour une bulle croissant en dehors de la microcouche, et en simplifiant :

$$R(t) = \delta \left(\left(Ja_1 \frac{2.5}{\sqrt{Pr}} \right)^3 \left(\frac{a_1 t}{\delta^2} \right)^{3/2} + \left(\frac{4}{3} C_7^3 Ja_1^3 \left(\frac{a_1 t}{\delta^2} \right)^{3/2} + \frac{C_7^3}{C_7^3 + \left(\frac{2.5}{\sqrt{Pr}} \right)^3} \right)^{4/3} \left(\frac{2.5}{\sqrt{Pr}} \right)^{3/4} - \frac{4}{3} \frac{C_7^3}{C_7^3 + \left(\frac{2.5}{\sqrt{Pr}} \right)^3} \right)^{1/3} \quad (II-89)$$



Modèles de croissance $R(t)$ et croissance expérimentale
 ($P = 1$ bar, $Q_p = 1,12$ W, $\Delta T_{sat} = 8,1$ K)



Modèles de croissance $R(t)$ et croissance expérimentale
 ($P = 1$ bar, $Q_p = 1,38$ W, $\Delta T_{sat} = 9,4$ K)

Figure I-17 : Comparaison de modèles de croissances et de résultats expérimentaux. [GINET-1999]

Ainsi, comme cela a été présenté en ANNEXE C et ci-dessus, Rayleigh [RAYLEIGH-1917] a proposé une équation de mouvement pour une bulle sphérique, mais sans considérer le transfert à travers l'interface de la bulle. Ce modèle fut amélioré par Plesset et Zwick [PLESSET-1954] et Forster et Zuber [FORSTER-1954] qui résolurent l'équation de Rayleigh en considérant le transfert de chaleur à travers l'interface de la bulle dans un liquide uniformément surchauffé. L'équation de croissance de la bulle a été obtenue à partir de la conduction thermique à travers la couche limite thermique entourant la bulle. Le gradient de température à l'interface fut dérivé en utilisant l'approximation d'une couche limite thermique fine. Robinson et Judd [ROBINSON-2001] ont rapporté que la chaleur pourrait être fournie à travers l'interface de la bulle (à l'exception de la surface du bas). L'effet de refroidissement à l'interface a aussi été abordé par Plesset et Zwick en 1954 [PLESSET-1954], et Zuber en 1961 [ZUBER-1961], Mikic et Rohsenow en 1969 [MIKIC-1969-a]. Par ailleurs, il a aussi été montré que de nombreux paramètres peuvent modifier la dynamique de la bulle de vapeur. Le diamètre de départ de la bulle est fonction des forces agissant sur la bulle de vapeur au cours de sa croissance et de son départ (tension de surface, flottabilité, inertie, effets thermocapillaire etc.). De plus, ces forces sont fonction de paramètres thermiques (tels que le niveau de sous-refroidissement, la surchauffe à la paroi), et d'autres paramètres tels que le niveau de gravité, les propriétés thermo-physiques du liquide, la géométrie de l'élément chauffant, les caractéristiques de la surface, la pression et la présence d'un champ électrique [SNYDER-1998]). On peut noter qu'il existe un nombre important de modèles de croissance, qui prennent en compte différents paramètres. La plupart des modèles de croissance présentés dans cette section ont été comparés entre eux par Ginot [GINOT-1999] (Cf. Figure I-17), on constate qu'il existe une différence notable entre les allures des courbes. Cependant, quelle que soit l'approche considérée, les auteurs arrivent finalement à une évolution de la forme $R(t) \propto Ja_1 \sqrt{a_1 t}$. Nous comparerons au Chapitre IV certains de ces modèles avec nos résultats expérimentaux.

I-C-4- Dynamique de croissance de bulles : résultats récents.

Cette section s'intéresse à certains résultats expérimentaux récents portant sur l'étude de la dynamique des bulles en terme de variations des paramètres géométriques (forme de la bulle, diamètre, volume etc.) et des « corrélations » (valeurs numériques) qui sont proposées pour l'évolution temporelle du diamètre.

Qiu et Dhir [QIU-2002], ont étudié la dynamique de croissance des bulles de vapeur créées de manière unique sur un site artificiel et sous une surface chauffante dont l'inclinaison est variable. Pour des angles d'inclinaison inférieurs à 60°, la bulle change de forme (passage d'une forme sphérique dans les premiers temps, à une forme sphéroïde allongée lors du glissement).

Leurs mesures les conduisent à trouver que la croissance de la bulle obéit à une équation de type :

$$R(t) = R_0 + Bt^n \quad (II-90)$$

Avec « R_0 » le rayon initiale de la bulle, « B » et « n » des constantes de croissance. La valeur de l'exposant n diminue lorsque le sous-refroidissement augmente. Les influences du sous-refroidissement et de l'inclinaison sur l'exposant « n » sont donnés en Figure I-18 (« r » correspond au paramètre de régression).

Heater angle θ (°)	ΔT_{sub} (°C)	$T_w - T_s$ (°C)	n	r
15	1	6.0	2.5	0.96
	3	5.3	1.9	0.94
	5	4.3	1.3	0.98
45	1	5.7	1.9	0.97
	3	5.5	1.4	0.91
60	1	4.0	0.9	0.85
	5	0.58	0.9	0.76

Figure I-18 : Variation de l'exposant n de croissance de la bulle pour différents angles d'inclinaison et sous-refroidissement [QIU-2002].

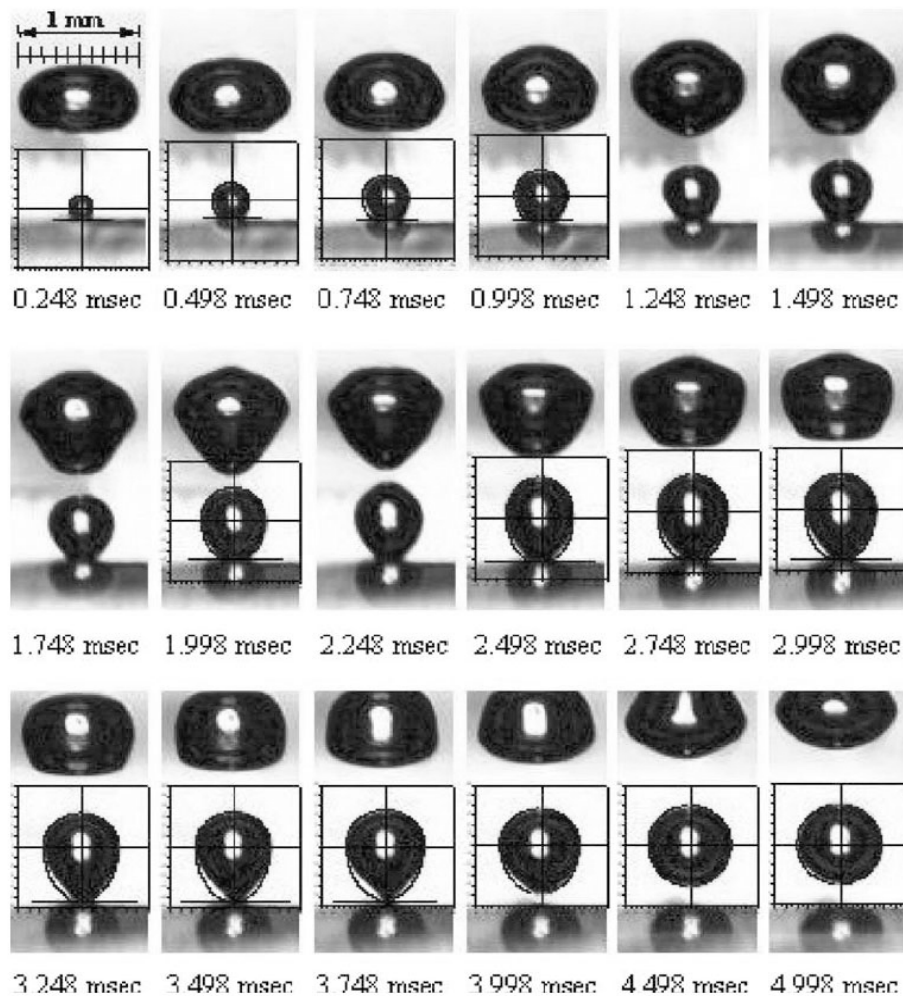


Figure I-19 : Croissance d'une bulle de vapeur de R13, $T_p=61^\circ\text{C}$ [LEE-2003].

Lee *et al.* [LEE-2003] ont étudié la croissance d'une bulle unique dans un liquide à saturation et sur une surface à température constante (matrice de micro-éléments chauffants). Chacun des micro-éléments de la matrice est de 0,27 mm de côté, ce qui est comparable avec le diamètre des bulles de vapeur (gamme d'environ 0,25 à 0,7 mm). Ils cherchent à analyser la croissance de bulles sans les effets liés à la surchauffe ou au sous-refroidissement. Afin de simplifier leur étude, ils ont uniquement étudié deux sites de nucléation séparés l'un de l'autre d'une distance de 1,6 mm, c'est-à-dire plus que trois fois le diamètre maximal, ce qui leur permet de minimiser les effets parasites liés à l'interaction entre bulles. Deux type de liquide sont utilisés au cours de leurs expériences : du R11 ($T_{\text{sat}}=23,7^{\circ}\text{C}$) et du R113 ($T_{\text{sat}}=47,5^{\circ}\text{C}$). Optiquement, les bulles qu'ils ont observées sont quasi-axisymétriques, de forme sphéroïde et leurs diamètres sont compris entre 0,25 et 0,7 mm (Cf. Figure I-19).

De leurs résultats expérimentaux, ils tirent une loi de croissance. 1 ms après la nucléation, cette loi de croissance est proportionnelle au temps élevé à la puissance 1/5 (Cf. Figure I-20).

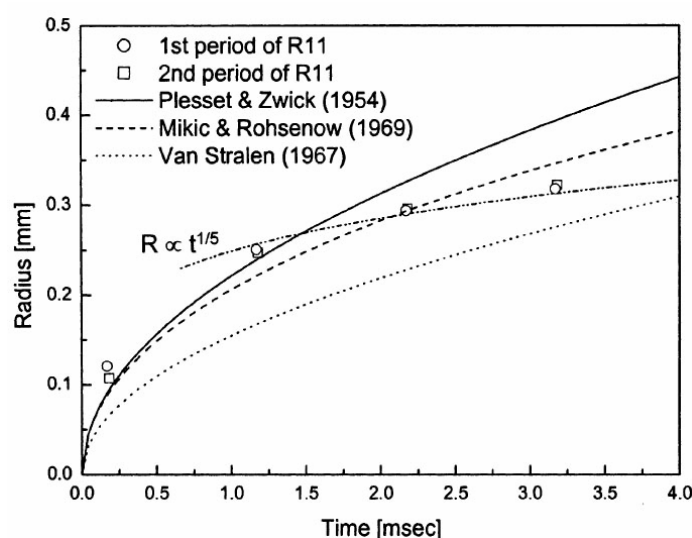


Figure I-20 : Comparaison entre les lois de croissance et les résultats expérimentaux de Lee et al. (R11, $T_p=35^{\circ}\text{C}$) [LEE-2003].

Ils trouvent finalement que, quel que soit le type de chauffage, à savoir à flux ou à température imposé, la croissance asymptotique est comprise entre $t^{1/5}$ et $t^{1/3}$.

Expérimentalement, Myers *et al.* [MYERS-2005] ont déterminé l'évolution du diamètre de la bulle de vapeur, lorsque cette dernière est créée sur une surface à flux imposé constant. Ils trouvent ainsi les allures données en Figure I-21 pour le diamètre mesuré et le diamètre équivalent calculé.

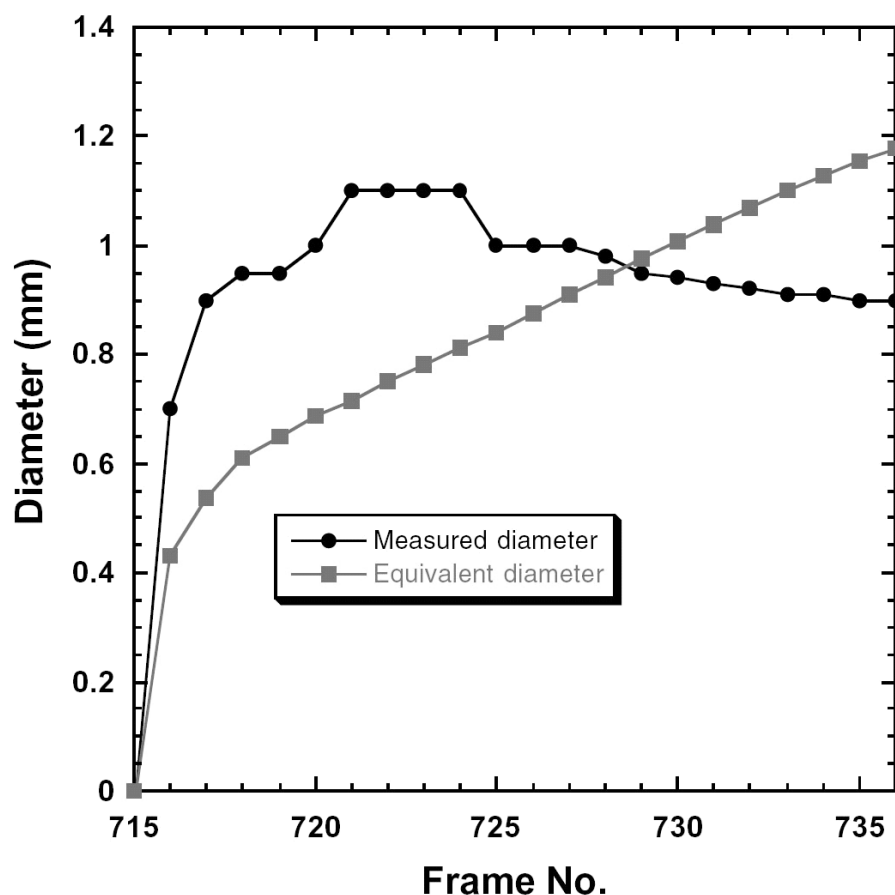


Figure I-21 : Variation du diamètre mesuré et du diamètre équivalent calculé, FC-72, $T_l=52,3^\circ\text{C}$ ($\pm 0,2^\circ\text{C}$) [MYERS-2005].

I-D- Conclusion.

Ce premier chapitre a permis de présenter de manière globale et assez théorique le phénomène d'ébullition. Il ressort des différents points présentés que les conditions d'apparition et d'évolution d'une bulle de vapeur relèvent de plusieurs phénomènes physiques qui s'avèrent plus ou moins liés entre eux. En d'autres termes l'ébullition dépend de nombreux facteurs qui sont autant de paramètres à envisager pour étudier ce phénomène. Par conséquent, il existe un très grand nombre de travaux concernant ce sujet.

Dans le chapitre suivant nous allons présenter quelques-unes des études les plus représentatives de la littérature en rapport avec cette thèse, à savoir l'ébullition hétérogène. Plus particulièrement, certains des résultats concernant les transferts de chaleur et de masse et les différents modes de transfert de la chaleur associés à la « vie » de la bulle de vapeur, seront présentés.

Chapitre II

Ébullition : transferts de chaleur et dynamique de croissance.

Ce chapitre présente les résultats des études les plus représentatives (dans notre cas) réalisées dans différentes configurations et sous différentes conditions aux limites. En effet, la littérature regorge de données concernant l'ébullition en vase. Au niveau expérimental, de nombreuses études ont été menées dans des conditions de saturation ([STANISZEWSKI-1959], [HAN-1965-a], [COLE-1966]). Les mesures associées à ces études concernent les variations de température en proche paroi ou sur la paroi, comme celles menées par Hsu et Schmidt [HSU-1961], Moore et Mesler [MOORE-1961], Rogers et Mesler [ROGERS-1964]. Ces premières mesures ont servi de base au travail réalisé par Cooper et Lloyd [COOPER-1969-a] qui, en étudiant l'ébullition du toluène ou d'un alcool (isopropyle) sur un élément chauffé par en dessous, et dont la puissance de chauffe est contrôlée (flux imposé), ont mesuré des températures à l'aide de thermocouples fins placés sur la surface de nucléation. Cela leur a permis de mettre en évidence, sous la bulle de vapeur, la présence d'une microcouche de liquide dont ils ont pu mesurer l'épaisseur. Ils ont ainsi montré qu'une température de paroi élevée, une température de liquide élevée et une pression faible tendaient à favoriser l'apparition de cette microcouche. Cependant, bien des techniques de mesure alors utilisées sont désormais obsolètes car peu fiables. La première partie de ce chapitre, section II-A- , présente certains des moyens technologiques récents recensés dans la littérature, ainsi que le type de mesures (flux, température).

Les transferts de chaleur et de masse au cours du phénomène d'ébullition sont dépendants de nombreux paramètres, tels que les conditions thermiques (niveau de sous-

refroidissement, flux de chauffe, température de paroi), les conditions de gravité, les propriétés de la surface de nucléation etc. Ainsi, la seconde partie de ce chapitre, section II-B- , présente les principales mesures expérimentales réalisées concernant les transferts de chaleur pour différentes conditions opératoires.

Enfin, les transferts de chaleur sont souvent présentés comme une combinaison des effets de la convection libre, du changement de phase liquide-vapeur (évaporation de la microcouche et/ou du dôme de la bulle, condensation), de la micro-convection et de la conduction transitoire... Or, il est important de réussir à évaluer la contribution de chacun de ces effets aux transferts de chaleur lors de la croissance d'une bulle de vapeur.

Ainsi, les modes de transferts qui dominent le phénomène d'ébullition, recensés dans la littérature, sont ensuite présentés en section II-C- .

II-A- Moyens technologiques rencontrés dans la littérature et mesures réalisées.

Cette section traite de certains des moyens et des types de mesures réalisées que l'on peut rencontrer dans la littérature. Des mesures relativement anciennes et globales en proche paroi, ou sur la paroi, ont été menées par Hsu et Schmidt [HSU-1961], Moore et Mesler [MOORE-1961], Rogers et Mesler [ROGERS-1964]. Par la suite, Cooper et Lloyd [COOPER-1969-a], Hohl *et al.* [HOHL-1997] ont obtenu des mesures plus locales, mais uniquement en quelques points de la surface. Des travaux pionniers réalisés par Kenning [KENNING-1992], puis Watwe et Hollingsworth [WATWE-1994] ont permis d'élucider les mécanismes de transfert de chaleur associés au phénomène d'ébullition au moyen de cristaux liquides localisés sur une surface fine en acier, chauffée électriquement. De plus, la plupart des études menées sur l'ébullition l'ont souvent été sur des éléments chauffants « grands » en comparaison de la taille des bulles ce qui rendait une étude en détail du phénomène d'ébullition délicate. Enfin, les éléments utilisés étaient en général à flux pariétal imposé constant, rendant difficile une étude au-delà du flux de chaleur critique. D'autres expériences ont utilisé des surfaces maintenues à température constante, mais les flux et températures locales n'étaient pas accessibles et pouvaient varier de manière significative sur l'élément. Cette partie présente quelques-unes des méthodes expérimentales, plus ou moins récentes, mises au point pour imposer le flux ou la température de paroi constants. Dans la littérature, la plupart des mesures de température sont faites à l'aide de thermocouples, de thermistors et de sondes platine. Dans beaucoup de cas, la température de paroi est mesurée en insérant des micro-thermocouples sous la surface de nucléation. Les flux sont, quant à eux, déterminés par exemple par méthode inverse [MARQUARDT-1990], ou d'après la puissance délivrée à l'élément [PENG-2001], ou encore en utilisant des corrélations [RULE-1999].

Température de paroi imposée constante :

Kim *et al.* [KIM-1998] ont développé un système à température de paroi constante afin d'étudier les transferts de chaleur à une échelle microscopique : ils ont utilisé une matrice de 96 micro-éléments chauffants. La puissance nécessaire pour maintenir chaque élément à température

constante est mesurée et permet de déterminer le coefficient local de transfert. L'ébullition nucléée en vase est réalisée dans du FC-72 sur cette matrice carrée de 2,7 mm de côté (Cf. Figure II-1).

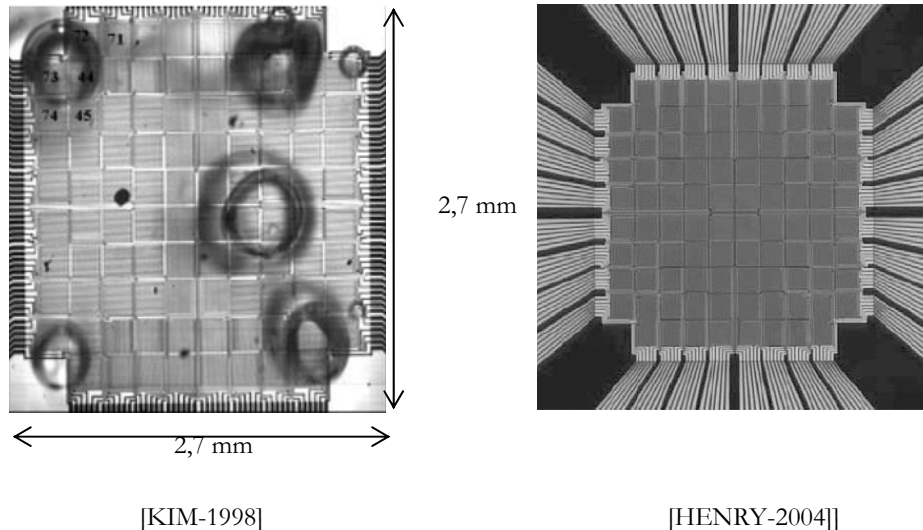


Figure II-1 : Matrice de micro-éléments (résistances chauffantes en platine), dimension de chaque élément chauffant : 0,27 mm, [KIM-1998], [HENRY-2004-a]

Avec le même type de système, Rule et Kim [RULE-1999] notent un saut dans le signal du flux thermique lors de l'activation des sites de nucléation. Cependant, le flux dû à la convection naturelle ne peut pas être mesuré réellement (ils estiment une incertitude de 100%). En revanche, la contribution de la convection naturelle dans la mesure du flux total est estimée à moins de 12%. En réalisant des expérimentations à pression plus élevée, les bulles disparaissent ce qui leur permet alors d'estimer le flux dû uniquement à la convection naturelle et à la conduction depuis l'élément chauffant. Par ailleurs, ils ont estimé le flux de convection naturelle en utilisant la corrélation de Lloyd et Moran [LLOYD-1974] pour une surface chauffée et faisant face vers le haut. Ainsi, par différence entre la somme des flux de convection naturelle et de conduction, et le flux de convection naturelle, ils obtiennent le flux dû à la conduction. Enfin, en faisant la différence entre le flux délivré par l'élément chauffant et le flux conductif, ils obtiennent le flux dû à l'ébullition.

Dans des conditions de saturation et de sous-refroidissement, le flux de chaleur critique obtenu sur les éléments chauffants les plus au centre de la matrice est atteint pour des surchauffes plus faibles. En ébullition saturée, pour une surchauffe de 20°C, l'apparition de la bulle se traduit par une augmentation du signal de flux. L'apparition de la zone sèche sous la bulle se traduit par une chute du signal de flux, puis après le départ de la bulle, lors du re-mouillage de la surface, le flux augmente à nouveau (Cf. Figure II-2). Il semble donc que l'amplitude du transfert thermique soit plus importante au moment de la création de la bulle que lors du remouillage de la surface de chauffe.

Ce type de matrice a aussi été utilisé par la suite par Demiray et Kim [DEMIRAY-2002] (avec des micro-éléments de 100 μm de côté), par Henry et Kim [HENRY-2004-a] et Chen *et al.* [CHEN-2004], et par Bae *et al.* [BAE-1999].

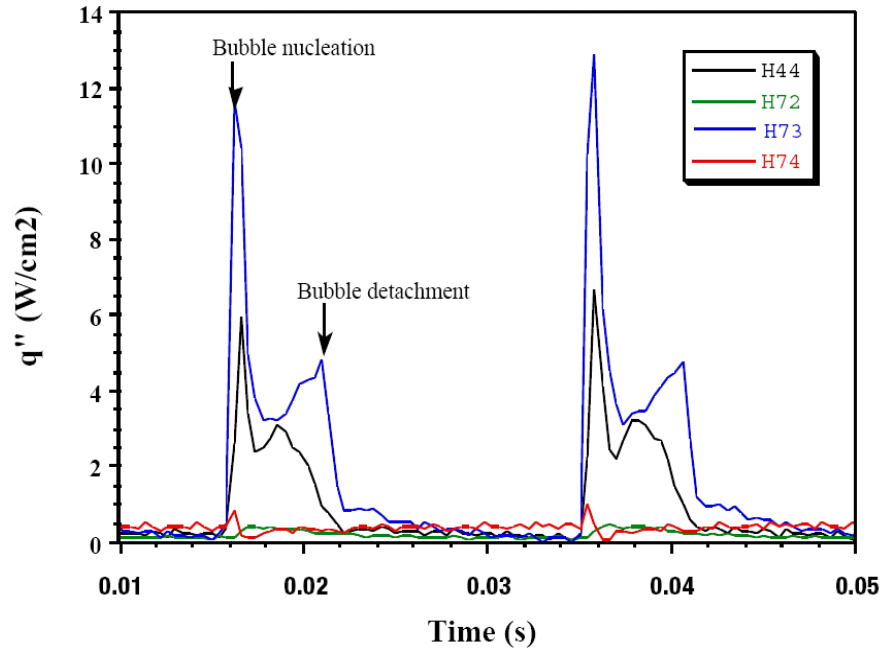


Figure II-2 : Signal de flux délivré par certains des micro-éléments chauffants de la matrice, à température de paroi constante (FC-72) [KIM-1998]

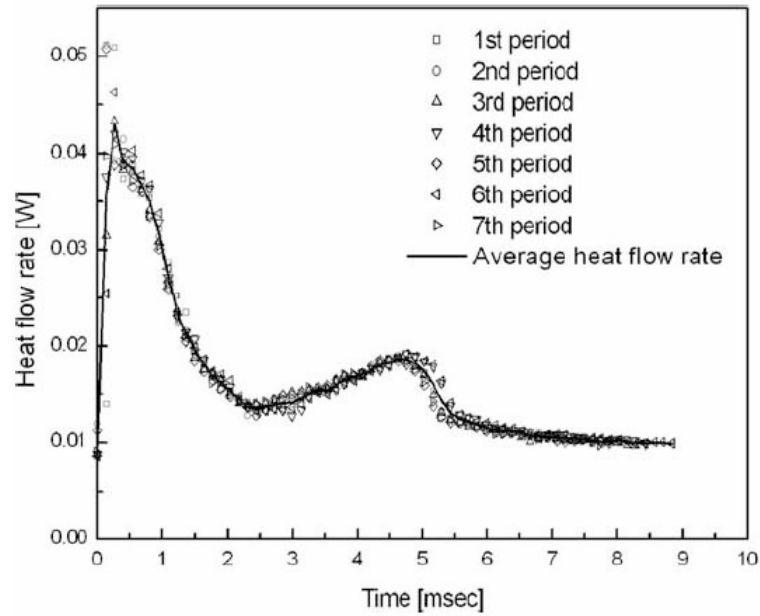


Figure II-3 : Flux mesuré, à température de paroi constante, en fonction du temps (R11) [LEE-2003].

Par la suite, Lee *et al.* [LEE-2003] ont utilisé une matrice de micro-éléments construite sur un substrat en verre transparent sur lequel sont déposées des couches Ti/Pt et Ti/Au. Chaque élément a pour dimension 0,27 par 0,27 mm, ce qui est comparable avec le diamètre de bulles seules (0,25–0,7 mm). Les mesures de température de surface ont permis de déterminer

que l'ébullition nucléée apparaît pour une température de surface de 61°C pour le R113 ($T_{\text{sat}}=47,5^\circ\text{C}$). Une comparaison des signaux vidéo et thermiques montre que le signal de flux subit une brusque augmentation 0,3 ms environ après le démarrage de la nucléation, puis que ce signal diminue rapidement, à l'exception d'une légère remontée qui survient juste avant le départ de la bulle (départ après 6 ms). L'allure de leur signal est donnée en Figure II-3. Ces résultats confirment ceux obtenus précédemment par Kim [KIM-1998].

☞ Flux de chauffe imposé constant :

Bien des études expérimentales à flux de chauffe imposé constant sont réalisées soit sur des surfaces massives, en cuivre en général([OKA-1995], [PENG-2001]), soit sur des fils ([STRAUB-1990], [DI MARCO-2001], [DI MARCO-2002]).

Kim *et al.* [KIM-1998] ont développé un système à flux de chauffe imposé constant afin d'étudier les transferts de chaleur à une échelle microscopique. Ils utilisent une matrice de 32 par 32 diodes pour mesurer les fluctuations locales de température au cours de l'ébullition réalisée sur une surface fine de silicium chauffée par en dessous. Cependant, ils ne donnent que très peu de résultats utilisant cette technique et l'abandonnent par la suite.

Lee *et al.* [LEE-1997] et Lee et Merte [LEE-1999] ont utilisé des éléments rectangulaires (19,05 sur 38,1 mm) en quartz à flux de chauffe constant et sur lesquels une couche très mince d'or est déposée (400 Å). Ils ont estimé avoir une incertitude de l'ordre de $\pm 2\%$ sur les mesures de flux. Ce même type d'élément (ainsi que des fils de platine) a aussi été utilisé par Straub *et al.* [STRAUB-1992] et Straub [STRAUB-2001].

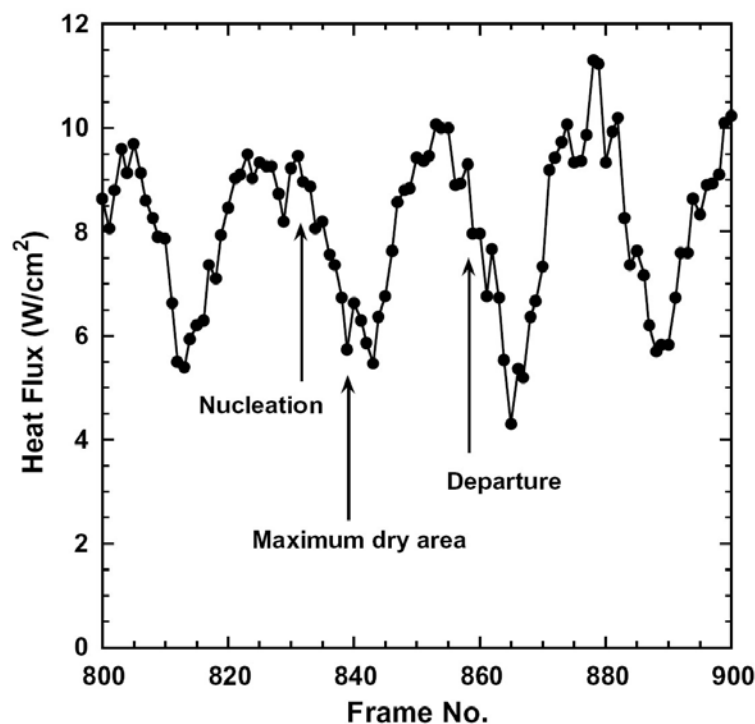


Figure II-4 : Flux de chaleur moyen sur 64 micro-éléments chauffants de la matrice maintenue à puissance de chauffe constante (Tension : 6,8 V ; FC-72) [MYERS-2005].

Récemment, Myers *et al.* [MYERS-2005] ont utilisé la matrice à température de paroi imposée présentée précédemment ([KIM-1998], [HENRY-2004-a], Cf. Figure II-1) mais cette fois-ci une puissance constante est délivrée à chaque élément via un pont de Wheatstone et un amplificateur. La conduction au sein du substrat est obtenue par un modèle numérique qui permet de remonter à la distribution instantanée des températures dans le substrat. Les expériences sont menées avec du FC-72 maintenu à une température de 52,3°C ($\pm 0,2^\circ\text{C}$).

Pour des surchauffes inférieures à 34°C, la nucléation n'est plus observée. L'incertitude de mesure du flux de chaleur à travers la surface est estimée à 15% car ce flux est déterminé d'après les variations de température (pas de mesure directe).

Par ailleurs, le signal du flux de chaleur à travers la paroi, donné en Figure II-4, est d'allure différente par rapport aux signaux délivrés avec un élément à température de paroi constante (Cf. Figure II-2). Le flux maximum ne correspond plus à la nucléation et au départ de la bulle, et les phases de nucléation et départ sont très proches. La température de paroi augmente durant la phase de nucléation et de croissance de la bulle de vapeur, puis diminue lorsque la surface est mouillée par du liquide froid (au moment du départ de la bulle). La Figure II-5 donne les variations de la température de surface moyenne au cours de la croissance de chaque bulle.

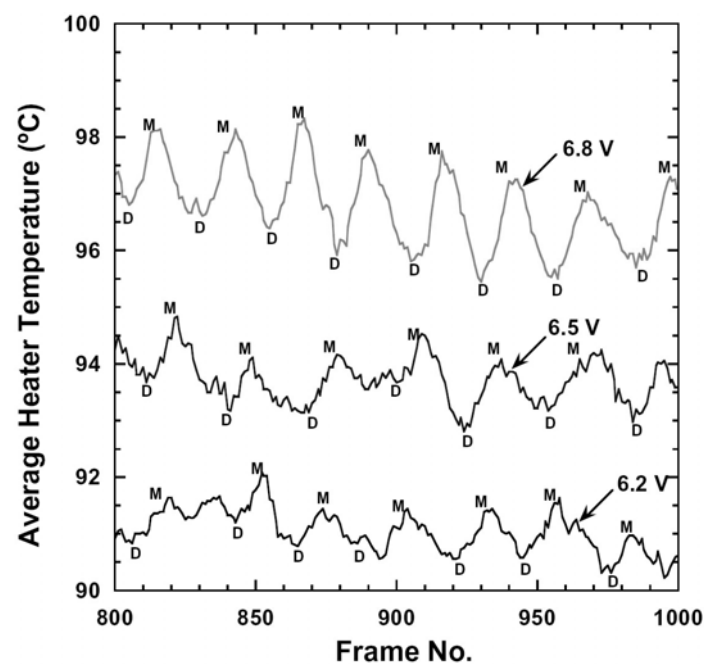


Figure II-5 : Température de surface moyenne sur 64 micro-éléments chauffants de la matrice maintenue à puissance de chauffe constante (D= départ de la bulle, M= aire sèche sous la bulle maximale) pour différentes tensions fournies au pont de Wheatstone [MYERS-2005].

II-B- Transferts de chaleur.

II-B-1- Influences de la gravité et des paramètres thermiques.

Le niveau de gravité joue un rôle important sur le phénomène d'ébullition et la dynamique de croissance des bulles de vapeur. En conséquence, les transferts thermiques sont modifiés. Les paramètres thermiques jouent eux aussi un rôle important. Les sections suivantes présentent l'influence des paramètres thermiques dans le cas de la gravité terrestre, puis l'influence de la gravité par comparaison avec les résultats obtenus dans des conditions de gravité terrestre, réduite ou augmentée.

II-B-1-1- Gravité terrestre : influence des paramètres thermiques.

Les paramètres thermiques, tels que la puissance de chauffe, la surchauffe et le niveau de sous-refroidissement ont des influences plus ou moins marquées. Forster et Greif [FORSTER-1959] ont montré que le niveau de sous-refroidissement semble avoir un effet négligeable sur les transferts de chaleur au cours de l'ébullition nucléée sous gravité normale, mais a, en revanche, un effet important sur le flux de chaleur critique. D'un point de vue hydrodynamique, une augmentation du niveau de sous-refroidissement agit en re-condensant la vapeur créée sur la surface chauffante, ce qui permet à la phase liquide de remouiller la surface, retardant ainsi le flux de chaleur critique. Kutateladze [KUTATELADZE-1962] avait déjà supposé que le flux de chaleur critique devrait être plus élevé, en sous-refroidi que dans des conditions de saturation, de la quantité d'énergie nécessaire pour amener le liquide d'un état sous-refroidi à un état saturé.

Hijikata *et al.* [HIJIKATA-1997] ont étudié le phénomène d'ébullition sur des micro-éléments de 50 et 100 μm maintenu à flux constant. Ils ont observé qu'à faible flux, la température de l'élément change périodiquement lorsque la bulle grossit et se détache. Cependant, à flux élevé, la variation périodique de la température n'a plus lieu car une partie de la surface de l'élément demeure asséchée. Ainsi, la puissance de chauffe imposée à un élément joue sur la périodicité, et en conséquence sur les transferts de chaleur au niveau de la surface de nucléation.

Rule et Kim [RULE-1999] ont étudié l'influence des paramètres thermiques sur les transferts de chaleur. Ils font varier expérimentalement la température de paroi entre 65 et 100°C par pas de 2,5°C.

☞ Pour une surchauffe de 22°C : l'ébullition nucléée est faiblement développée, et la convection naturelle est forte. La présence de convection (naturelle et « améliorée », due aux mouvements de la bulle) ainsi que de l'ébullition induisent de fortes variations dans le signal du flux. En séparant ces deux phénomènes et en cherchant à attribuer à chacun une contribution, ils trouvent que l'ébullition induit de fortes variations de flux, alors que la convection naturelle correspond à de faibles variations du flux. La « convection améliorée » correspond à un flux plus élevé que celui obtenu pour la convection naturelle, mais sans les grandes variations observées pour le flux dû à l'ébullition uniquement.

☞ Pour des surchauffes de 25°C, l'ébullition est nucléée et le signal de flux n'est pas régulier. La valeur du flux moyen est plus élevée que précédemment. L'augmentation du flux de chaleur depuis la surface serait due à une augmentation individuelle du transfert de chaleur de chaque élément de la matrice, et non pas à l'activation d'autres sites de nucléation, ni à l'augmentation de la fréquence de départ des bulles.

☞ Pour des surchauffes plus élevées de 35°C, le flux est quasiment périodique. Sa valeur est fonction de la quantité de vapeur produite : lorsque la vapeur recouvre l'élément, les transferts de chaleur sont faibles.

☞ Pour des surchauffes comprises entre 35 et 47°C, le niveau global du flux diminue et il apparaît un second pic très prononcé qui serait dû à la coalescence et à l'apparition de « bulles champignon ». La vapeur semble donc recouvrir la surface pendant plus longtemps que pour la surchauffe de 35°C d'après le signal de flux.

De plus, selon le régime d'ébullition décrit, le comportement n'est plus le même. En régime d'ébullition nucléée pleinement développée et proche du flux de chaleur critique, le flux mesuré est supérieur au flux estimé en tenant compte des effets convectifs et conductifs dans le substrat, alors qu'en régime de transition et de faible nucléation, ce n'est plus le cas. En considérant la totalité de la matrice d'éléments chauffants, la courbe d'ébullition obtenue a une faible hystérésis selon qu'elle est décrite en augmentant ou en diminuant la température de paroi. En revanche, la valeur du flux de chaleur critique est la même dans tous les cas. En considérant la matrice comme une succession d'anneaux concentriques (constitués par les éléments chauffants), les courbes d'ébullition trouvées sont les mêmes mais en revanche, le flux de chaleur critique pour l'anneau le plus au centre est atteint pour des valeurs de surchauffe plus faibles (30-32°C) que pour les anneaux en périphérie. Ces derniers atteignent la valeur du flux de chaleur critique pour des surchauffes jusqu'à 150% plus élevées que celles de l'anneau du centre. Ceci serait dû à un mouvement continu de liquide sur les côtés de l'élément chauffant.

Bode *et al.* [BODE-1999] ont quant à eux observé l'apparition d'une seconde bulle sur la surface à température constante lorsque le sous-refroidissement est élevé. Ils assurent que cette bulle est générée par « l'effondrement » (disparition rapide) d'une large bulle unique initiale formée à partir d'un site de nucléation artificiel, et qui s'accompagne de la génération d'ondes acoustiques. L'effet du sous-refroidissement et du flux de chauffe sur les transferts de chaleur a aussi été étudié pour du méthanol dans le cas d'une bulle de vapeur créée en dessous d'une surface en cuivre (10 mm par 6 mm de côté et 1 mm d'épaisseur) à flux de chauffe imposé constant. A un sous-refroidissement de 45°C, Peng *et al.* [PENG-2001] ont observé trois régimes différents selon la valeur du flux de chauffe. Pour les valeurs de flux les plus faibles, il n'y a pas de bulle, le transfert est purement conductif. A partir d'un flux de 31,1 kW.m⁻² une bulle de vapeur se forme et s'accompagne de l'apparition d'un « jet » de liquide surchauffé. Le transfert de chaleur est dominé par l'effet du jet de liquide. A des flux encore plus élevés, l'ébullition nucléée est totalement développée. Le phénomène de « jet » de liquide disparaît dans des conditions de saturation (Cf. Figure II-6). La présence de ce jet entraîne une diminution de la température de surface et améliore grandement les transferts de chaleur. Les auteurs attribuent l'apparition de ce phénomène à l'évaporation et la condensation au niveau du dôme de la bulle de vapeur (et non pas à de la convection ou de l'effet Marangoni).

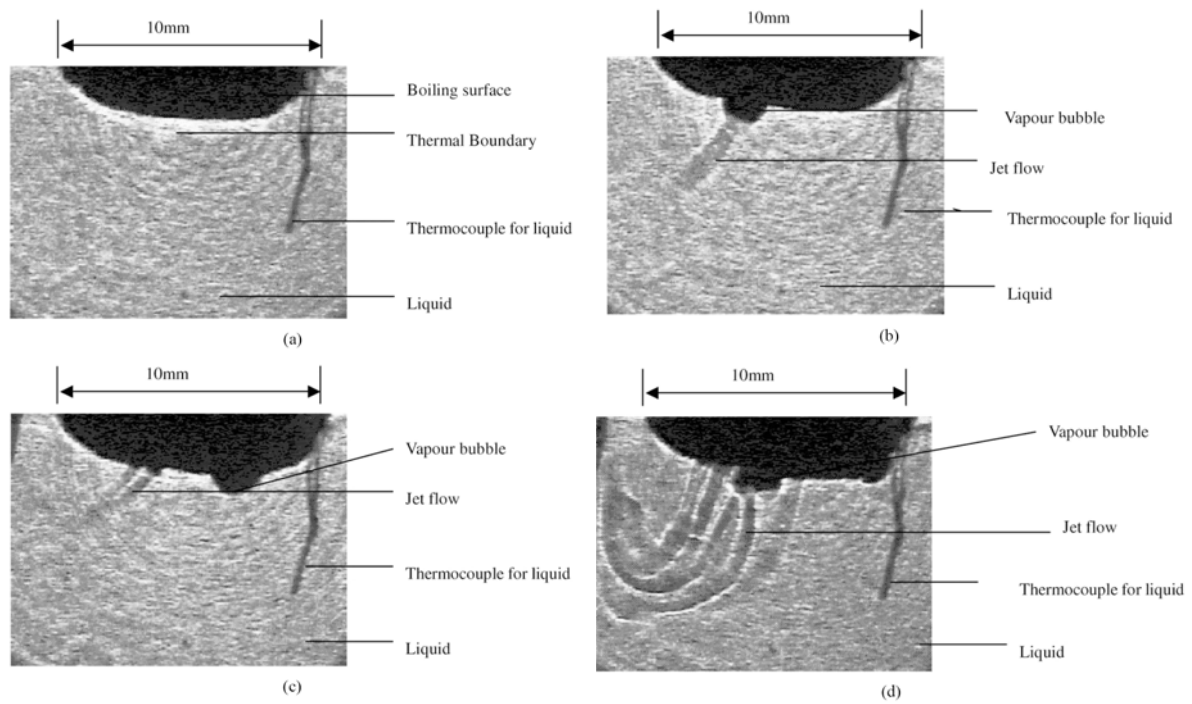


Figure II-6 : Apparition de jets de liquide pour différents flux de chauffe :(a) 13,8 kW.m⁻²; (b) 31,1 kW.m⁻²; (c) 55,3 kW.m⁻²; (d) 86,4 kW.m⁻². [PENG-2001].

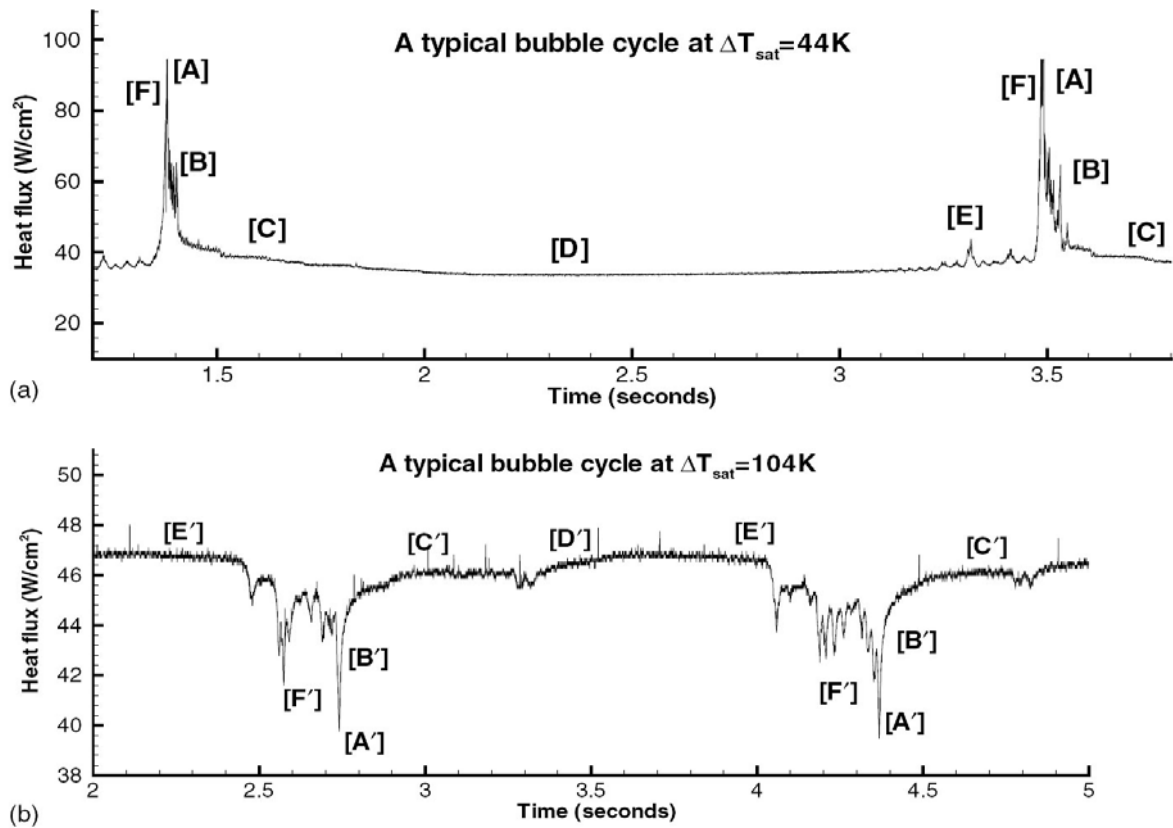


Figure II-7 : Cycle d'ébullition d'une bulle isolée pour deux surchauffes : 44 et 104°C, FC-72 sous-refroidi, $\Delta T_{sub}=31,5^{\circ}\text{C}$, [CHEN-2004].

Chen *et al.* [CHEN-2004] ont étudié expérimentalement les variations de l'aire sèche qui apparaît sur la surface à température imposée constante, sous la bulle, lors de sa croissance (zone correspondant au contact vapeur/surface de nucléation), et le transfert thermique associé. La croissance d'une bulle unique sur un micro-élément est caractérisée par une phase transitoire de départ/nucléation et une période de croissance lente. Cette étude est effectuée avec du FC-72 non dégazé à un sous-refroidissement de 31,5°C. Afin d'isoler le flux du uniquement au phénomène d'ébullition, le flux radiatif et le flux conductif dans le substrat (vapeur) sont négligés (hypothèses fortes). Selon le niveau de surchauffe, deux « régimes » distincts ont été observés (Cf. Figure II-7) :

☞ Régime I : surchauffes comprises entre 34 et 84°C. Dans ce cas, la phase de départ/nucléation correspond à un pic dans le signal de densité de flux [A], suivi d'une chute du signal puis d'un second pic (moindre en intensité) correspondant à la nucléation [B]. La phase de croissance ([C], [D]) de la bulle correspond à un signal relativement plat : l'augmentation de la surface sèche sous la bulle entraînant une diminution du flux de chaleur transféré, caractérisée par l'assèchement total de la surface. Le transfert de chaleur se fait alors majoritairement du substrat environnant au liquide surchauffé, et c'est ce dernier qui fournirait l'énergie nécessaire à la croissance de la bulle. Optiquement, Chen *et al.* n'ont pas observé la microcouche pendant cette phase de croissance, cependant, peu avant le détachement, la ligne de contact rétrécit, ce qui se traduit au niveau du signal par une augmentation « oscillatoire » du flux [E].

☞ Régime II : surchauffes comprises entre 90 et 114°C. La phase de départ/nucléation correspond cette fois à un creux dans le signal de densité de flux ([A'], [B']). Or d'après Carey [CAREY-1992], à partir d'une surchauffe de 80°C, la nucléation est homogène. Ainsi le passage du régime I à II pourrait être en fait un passage d'une nucléation hétérogène à une nucléation homogène. Comme précédemment, la période de croissance de la bulle de vapeur correspond à un signal de flux relativement plat ([C'], [D'], [E']). Le processus dynamique est le même que dans le cas du régime I mais quand la surchauffe dépasse la limite de nucléation homogène, toute la vapeur laissée se développe instantanément et couvre la surface, ce qui entraîne l'apparition d'un creux dans le signal de flux; puis dès que la vapeur prend la forme d'une bulle, le flux transféré augmente car l'aire sèche diminue.

Pour toute la gamme des surchauffes présentées ici, la surface de l'élément est quasiment recouverte dans sa totalité par de la vapeur au cours de la phase lente de croissance. Cette phase se caractérise par un signal de flux quasiment constant. Comme cela sera discuté par la suite, le mode de transfert associé à l'ébullition sur ce micro-élément est considérablement différent de celui typiquement observé sur des éléments plus larges.

Ainsi, dans des conditions de gravité terrestre, le flux de chaleur transféré évolue au cours de la croissance de la bulle ; la contribution de chaque phase du cycle d'ébullition (nucléation, croissance, départ) semble être dépendante du niveau de surchauffe (flux de chauffe ou température de paroi imposés) : avec du FC-72, pour des surchauffes pas trop élevées (inférieures à 84°C), la phase de nucléation-départ de la bulle correspond à une augmentation du flux transféré. En revanche, lorsque la bulle est créée sous un élément, et pour des surchauffes supérieures à 90°, la phase de nucléation-départ de la bulle correspond à une diminution du flux de chaleur transféré. De plus, l'influence du niveau de sous-refroidissement sur les transferts de chaleur lors de l'ébullition nucléée est contradictoire selon les auteurs et le type d'expériences menées (à flux de chaleur ou à température de paroi imposés).

II-B-1-2- Influence du niveau de gravité.

Cette partie traite de l'influence du niveau de gravité sur le phénomène d'ébullition et des transferts associés dans des conditions thermiques diverses. En gravité réduite ou augmentée, certaines des forces agissant sur le détachement de la bulle de l'élément chauffant sont modifiées. Les travaux de Keshock et Siegel [KESHOCK-1964] et Siegel et Keshock [SIEGEL-1964] sur la dynamique des bulles de vapeur et les transferts de chaleur montrent que la gravité réduite diminue les forces de poussée d'Archimède et (indirectement) d'inertie agissant sur la bulle. Les bulles sous gravité réduite atteignent donc des tailles plus importantes que sous gravité normale et restent plus longtemps sur la surface de nucléation. De nombreux modèles analytiques ont été développés afin de prédire sous des conditions de gravité normales le comportement du phénomène d'ébullition nucléée réalisée sur un élément horizontal souvent bien supérieur à la longueur capillaire. Rohsenow [ROHSENOW-1962], et Stephan et Abdelsalam [STEPHAN-1980] ont fourni une estimation du flux transféré.

Dans ce cas ([ROSHENOW-1962]) :

$$q = \mu_1 h_{lv} \left[\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\sigma} \right]^{1/2} \left(\frac{1}{C_{sf}} \right)^{1/3} Pr^{-s/3} \left[\frac{C_{p1} \Delta T_{sat}}{h_{lv}} \right]^{1/3} \quad (II-91)$$

Avec « C_{sf} » un coefficient dépendant à la fois de la nature de la surface et du fluide.

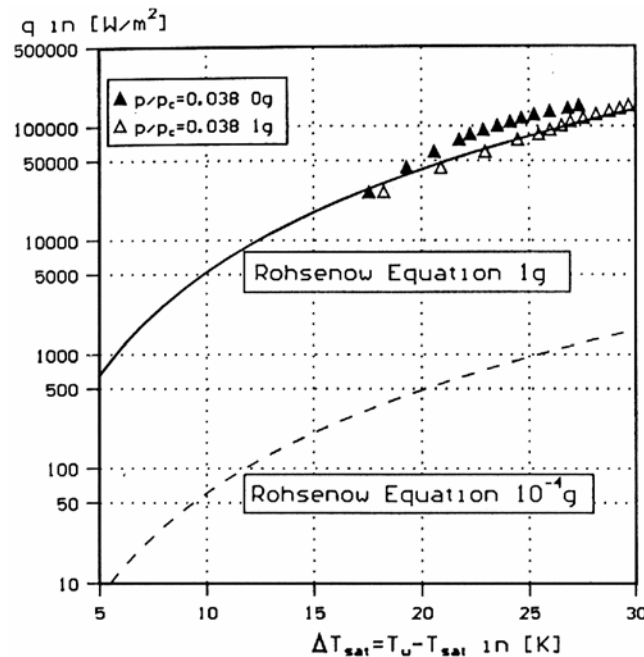


Figure II-8 : Comparaison du modèle de Rohsenow [ROHSENOW-1962] et des résultats expérimentaux dans des conditions de gravité normale et de microgravité. [STEINBICHER-1998].

D'après ce modèle, en microgravité (cf. Figure II-8), les transferts thermiques, entre l'élément chauffant et le liquide, se dégraderaient.

Un autre modèle de détermination du flux de chaleur critique développé par Haramura et Katto [HARAMURA-1983] utilise l'hypothèse que le nombre de Bond est un paramètre déterminant pour le flux de chaleur critique atteint en gravité normale, mais ce modèle comme les autres se révèle défaillant. Par exemple, Merte *et al.* [MERTE-1998] ont observé que le transfert de chaleur pour des flux imposés faibles était plus important dans des conditions de microgravité que dans des conditions de gravité augmentée.

Straub *et al.* [STRAUB-1992] et Straub ([STRAUB-2001], [STRAUB-1994]), ont mené une série d'expériences sur l'ébullition nucléée du R12 et R113 sur des fils de platine et des surfaces recouvertes d'or sous gravité réduite (fusée et vol parabolique). Que les liquides soient dans des conditions de saturation ou de sous-refroidissement, à faible flux sur les fils de platine, les coefficients d'échange thermiques sont légèrement supérieurs, voire égaux, à ceux obtenus sous gravité terrestre. En revanche, avec les éléments plans, lorsque le R12 et le R113 sont sous-refroidis, le coefficient de transfert de chaleur est réduit jusqu'à 50% par rapport à la valeur de ce coefficient sous gravité terrestre ; et les courbes d'ébullition obtenues avec les éléments plans et du R12 saturé, sont les mêmes quel que soit le niveau de gravité (réduite ou terrestre).

Lee *et al.* [LEE-1997] ont mené des expériences sur un élément plan rectangulaire recouvert d'une très fine couche d'or et maintenu à flux de chauffe constant. Ils ont mis en évidence un phénomène particulier de coalescence avec du R113 sous-refroidi ($\Delta T_{\text{sub}} = 11,5^\circ\text{C}$). Une large bulle est initialement formée. Lorsque la bulle croît rapidement, cette dernière s'éloigne de l'élément chauffant. D'autres bulles se forment alors et coalescent, à la suite de quoi, les bulles de vapeur attachées à l'élément chauffant sont animées par des mouvements rapides et induisent des mouvements dans le fluide adjacent. Puis les « amas » de bulles sont absorbés par la bulle la plus grosse qui agit alors comme un « réservoir ». Après l'absorption des bulles, la surface de l'élément chauffant est remouillée. Ce cycle de génération de bulle, coalescence et absorption crée des courants de fluides et empêche l'assèchement de l'élément chauffant. Ceci permet l'augmentation des transferts en microgravité. Ce phénomène de coalescence est seulement visible à faible flux (20 ou 40 kW.m^{-2}). Lee *et al.* concluent également que les effets vigoureux de ce phénomène réduisent les effets de la convection thermocapillaire, cette dernière pouvant apparaître en gravité réduite et dans des conditions de sous-refroidissement [STEINBICHLER-1998]. Ainsi, les flux d'ébullition nucléée sont supérieurs à ceux obtenus dans les mêmes conditions sous gravité normale.

Par la suite, Lee *et al.* [LEE-1998] montrent que ce phénomène de coalescence est possible avec un sous-refroidissement plus élevé ($22,2^\circ\text{C}$) pour des flux plus élevés (80 kW.m^{-2}). De plus, pour différents niveaux de sous-refroidissement (0 ; 2,7 ; 11,1 $^\circ\text{C}$) et différents flux de chauffe (0,5 ; 1 ; 2 ; 4 et 8 W/cm^2), [LEE-1999], de la convection Marangoni est observée et contribue aux transferts de chaleur en maintenant la température de surface à un niveau bas. Les auteurs concluent que les transferts de chaleur semblent être améliorés, pour des flux de chauffe peu importants, par rapport à ceux trouvés en gravité terrestre. Par ailleurs, le transfert de chaleur augmente lorsque le sous-refroidissement du liquide augmente. Enfin, le flux de chaleur critique en microgravité est plus faible.

Des expériences, menées avec du R11 par Straub *et al.* [STRAUB-2000] sur un élément chauffant hémisphérique à température constante, montrent l'existence de différents régimes d'ébullition en microgravité selon le niveau de sous-refroidissement :

☞ Pour des sous-refroidissements faibles (2 à 3°C) : la bulle de vapeur grossit jusqu'à des diamètres de 12 mm et une situation instable est atteinte. La bulle s'éloigne d'abord doucement de l'élément, puis revient. Autour de cette bulle, un écoulement thermocapillaire est observé. Après son départ, une nouvelle bulle apparaît et grossit. Le cycle se répète et le temps entre deux départs de bulles successifs est de 20 à 30 s. Le flux de chaleur oscille alors.

☞ Pour un sous-refroidissement de 10°C : les bulles présentes sur l'élément se regroupent et n'en forment plus qu'une seule. Cette grosse bulle reste présente et de la convection thermocapillaire peut se développer, formant un flot turbulent. Cet écoulement stabilise le processus d'ébullition et la force qui en résulte presse la bulle contre l'élément. Cependant, la formation d'une seule bulle entraîne la diminution des transferts de 20 à 30%.

☞ Pour des sous-refroidissements compris entre 10°C et 30°C : un mode mixte de cavitation et de convection thermocapillaire apparaît. De petites bulles de la taille de l'élément chauffant ($d = 0,26$ mm) deviennent visibles et avant qu'elles ne collapser, la convection thermocapillaire peut se développer. L'écoulement engendré alors amène du liquide sous-refroidi en contact avec l'interface et provoque la condensation de la vapeur. De cette façon, le flux de chaleur est légèrement augmenté. Avec une diminution du sous-refroidissement, la taille des bulles augmente (1 à 2 mm) et l'écoulement thermocapillaire devient plus intense.

☞ Pour des sous-refroidissements supérieurs à 30°C : un mode de cavitation existe. Un film de vapeur très fin apparaît alors, à l'endroit où une petite bulle se forme. Ce film très fin s'étend et repousse le liquide. La vapeur entre en contact avec du liquide sous-refroidi et se re-condense. La fréquence entre les phases de croissance et d'effondrement des bulles de vapeur est de quelques kHz et cet enchaînement entraîne un mouvement du liquide chaud vers le liquide sous-refroidi.

Ces différents modes d'ébullition sont mis en évidence sur la Figure II-9 [STRAUB-1997]. Pour des sous-refroidissements supérieurs à 30°C, les transferts de chaleur ne sont pas influencés par le niveau de gravité. En revanche, pour des sous-refroidissements plus faibles, les transferts de chaleur sont plus faibles en microgravité qu'en gravité terrestre.

Dans le cas de l'ébullition saturée, les transferts de chaleur en microgravité sont améliorés par rapport aux transferts obtenus au sol. Cela peut être attribué, dans certains cas, à l'activation de davantage de sites de nucléation. Sous gravité normale, les sites sont distribués sur la face supérieure alors que sous microgravité ils le sont tout autour de l'élément. Par ailleurs, le rapport des transferts en microgravité et en gravité normale se réduit lorsque le flux est augmenté. En effet sous gravité normale, lorsque le flux est augmenté, en raison d'une élévation de température, les sites sur la face dirigée vers le bas s'activent [STEINBICHLER-1998].

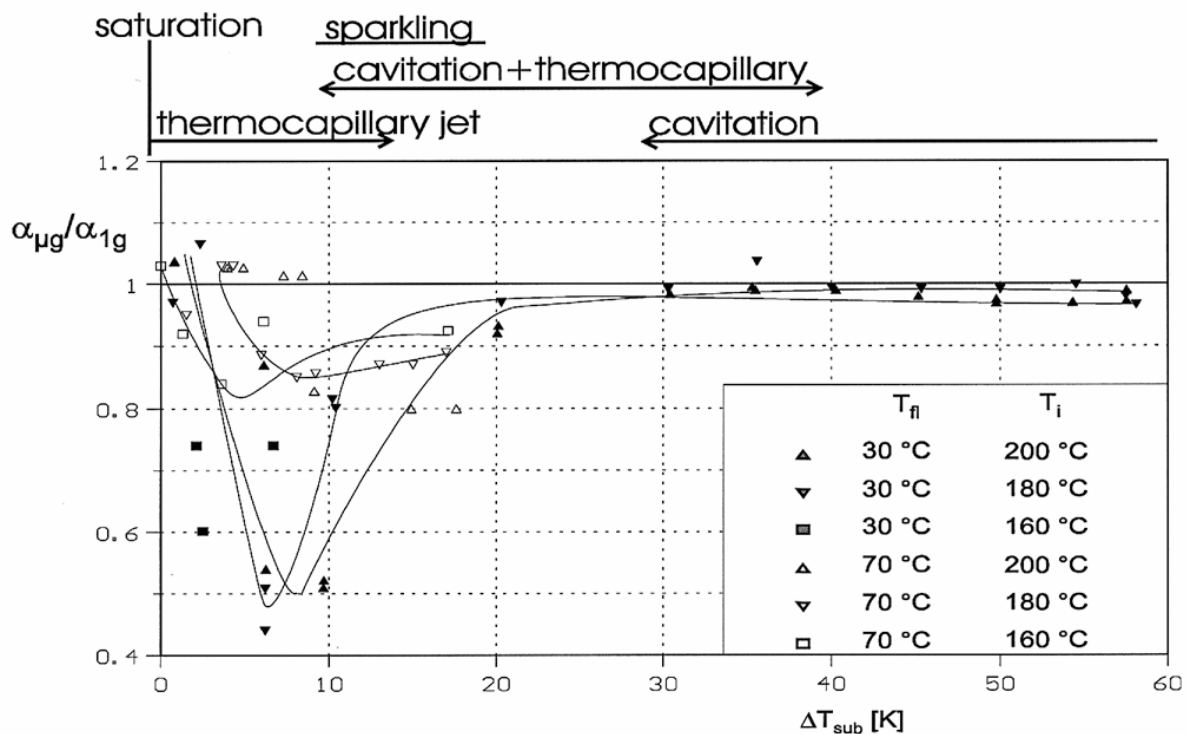


Figure II-9 : Rapport du coefficient d'échange en microgravité et gravité normale en fonction du niveau de sous-refroidissement pour du R11 sur un élément hémisphérique [STRAUB-1997].

Les études de Di Marco et Grassi [DI MARCO-1999] réalisées sur des fils fins dans des conditions de gravité réduite montrent que les coefficients de transfert thermique lors de l'ébullition ne sont pas fonction du niveau de gravité, alors que la dynamique de bulle est extrêmement affectée. En gravité réduite, et pour des éléments plans placés horizontalement, c'est la formation de la première bulle qui est responsable de l'apparition d'une zone asséchée sur l'élément chauffant. Cela peut entraîner la non-existence de la phase de détachement de la bulle. L'augmentation dans ces conditions du sous-refroidissement entraîne la réduction en taille de la première bulle ce qui peut engendrer de la coalescence autour du périmètre de l'élément chauffant. Sous des conditions de gravité réduite et de sous-refroidissement important, lorsque la première bulle n'entraîne pas l'assèchement total de la surface de nucléation, c'est la coalescence des bulles en périphérie de l'élément qui est responsable du fait que le transfert thermique est similaire à celui obtenu en gravité terrestre [KIM-2002-b]. Ainsi, si la taille de la première bulle de vapeur pouvait être prédite en gravité réduite (0,01 g), les corrélations et les modèles disponibles sous des conditions de gravité normale pourraient fournir une prédiction du phénomène d'ébullition et des flux transférés sous gravité réduite.

Kim *et al.* [KIM-2002-b] ont attribué la différence observée entre le flux de chaleur critique obtenu sous des conditions de gravité normale, et celui obtenu sous des conditions de gravité augmentée, au fait que, sous gravité réduite, les bulles coalescent.

L'ébullition en vase de l'eau sous-refroidie a été étudiée par Suzuki *et al.* [SUZUKI-2003]. Les effets de la gravité sur les flux de chaleur critique atteints ont été mesurés : en microgravité, ils sont 200 à 400% plus élevés que ceux donnés par les corrélations. Sous gravité terrestre, en coinçant les bulles sous une paroi et en les maintenant en contact avec la surface

chauffante, les même flux sont atteints. Pour un même flux, suivant la vitesse de chauffe, la surface de contact entre la bulle et la paroi n'est plus la même : elle est plus grande lorsque le chauffage est plus lent et/ou dans des conditions de microgravité.

Henry et Kim [HENRY-2004-a] se sont eux aussi intéressés au transfert de chaleur lors de l'ébullition en vase du FC-72 dans des conditions de gravité réduite ($0,01 \pm 0,025$ g) ou augmentée ($1,7 \pm 0,5$ g) à bord d'un avion KC-135, à différentes températures du liquide (28, 35, 45, 55°C) et différentes températures de paroi (de 70 à 105°C). Pour des surchauffes inférieures à 18°C, la gravité ne semble pas jouer de rôle sur les performances. En revanche, pour des surchauffes supérieures à 18°C, les transferts de chaleur sont nettement réduits en microgravité. Ils expliquent ce phénomène d'une part, par la présence d'une zone asséchée importante sur l'élément chauffant et, d'autre part, par la diminution de l'intensité des forces qui tendent à détacher la bulle de vapeur (flottabilité). Comparativement aux résultats obtenus en gravité augmentée, l'augmentation du sous-refroidissement retarde la dégradation des transferts thermiques (surchauffes de paroi atteintes plus importantes). En gravité réduite, le flux de chaleur critique augmente avec le niveau de sous-refroidissement, à condition que la taille de la première bulle soit inférieure à la taille de la surface de nucléation. Dans le cas contraire, aucun effet notable n'a été signalé. Le flux de chaleur critique atteint dépendra de l'équilibre entre, d'une part, l'augmentation du transfert de chaleur induit par la présence de bulles satellites en périphérie de l'élément chauffant, et, d'autre part, la diminution du flux de chaleur résultant de l'augmentation de la surface sèche sous la bulle.

Ainsi, les études menées dans des conditions de gravité variable apportent des résultats contradictoires. De plus, des phénomènes liés aux conditions thermiques et de gravité peuvent apparaître et influencer plus ou moins fortement les transferts. L'apparition d'une instabilité convective au cours de la croissance de la bulle a ainsi été abordée : dans la section suivante, l'effet et l'origine de la convection Marangoni seront discutés plus avant. De plus, il semblerait que d'autres paramètres influencent fortement les transferts de chaleur. En effet, dans le cas de l'ébullition nucléée, le transfert de chaleur semble sensiblement indépendant de l'intensité de la gravité lorsque l'ébullition a lieu sur un fil. En revanche, ceci ne semble plus être vrai lorsque l'ébullition a lieu sur une surface. Les transferts sont conditionnés par le flux de chaleur imposé à l'élément chauffant et le niveau de sous-refroidissement du liquide. L'augmentation des transferts par rapport à un niveau de gravité normale décroît, ou disparaît lorsque le flux imposé est augmenté et/ou lorsque le niveau de sous-refroidissement est faible.

II-B-2- Effet Marangoni et influence des incondensables.

II-B-2-1- Effet de la présence de convection Marangoni.

Le gradient de température le long de l'interface liquide-vapeur de la bulle engendre un gradient de tension de surface qui induit un mouvement convectif comme cela a été présenté au chapitre I. Cette instabilité convective peut agir en maintenant la bulle sur la surface chauffante. La convection thermocapillaire est un mécanisme de transfert de chaleur important, notamment

en gravité réduite et à sous-refroidissement important comme cela a été montré dans la section précédente.

Schwabe et Metzger [SCHWABE-1989] ont étudié la convection Marangoni pour un liquide dont le nombre de Prandtl vaut 17. En changeant la géométrie de la surface et en appliquant un gradient de température sur la surface, ces auteurs ont pu faire varier l'effet des forces de flottabilité et des forces thermocapillaires. Souvent masquée par les effets de la convection naturelle et du départ de la bulle en gravité normale, la convection thermocapillaire peut devenir importante lorsque la gravité est réduite. L'observation des écoulements thermocapillaires a été faite par interférométrie [ABE-1999].

Des expériences de Straub *et al.* [STRAUB-2000] en microgravité ont permis de mettre en évidence l'effet de la convection Marangoni sur les transferts de chaleur (Cf. Figure II-9). En effet, pour de faibles sous-refroidissements (inférieurs ou égaux à 10°C), l'apparition de la convection thermocapillaire engendre un écoulement liquide le long de l'interface de la bulle et donc entraîne de la recondensation au sommet de la bulle. Cependant, la bulle formée étant de taille importante et stabilisée par les effets thermocapillaires, les transferts de chaleur sont dégradés de 20 à 30%. En revanche, pour des sous-refroidissements plus élevés, les bulles formées sont de petite taille. Elles ne se regroupent pas et de la convection thermocapillaire se développe autour d'elles avant qu'elles ne « s'effondrent ». Le flux de chaleur est alors légèrement augmenté.

La convection thermocapillaire a été observée plus récemment par Henry et Kim [HENRY-2004-a]. Ces derniers ont réalisé des expériences avec 3 éléments chauffants de tailles différentes et maintenus à température de paroi constante. Différentes températures du liquide (28, 35, 45, 55°C) et différentes températures de paroi (de 70 à 105°C) ont été testées. En gravité réduite, pour des sous-refroidissements élevés et des surchauffes importantes, ils ont observé l'apparition d'instabilités convectives de type Marangoni. Ils constatent une augmentation des transferts de chaleur au-delà du flux de chaleur critique.

La convection thermocapillaire peut ainsi, en microgravité, avoir des conséquences opposées sur les transferts. Elle peut assurer la condensation de la vapeur, transporter de la vapeur dans le liquide, et donc par conséquent stabiliser le processus d'ébullition et remplacer la convection naturelle. Mais a contrario, elle peut aussi en raison de la direction de la force résultante (dirigée vers la paroi), empêcher le détachement de la bulle et réduire les transferts thermiques.

II-B-2-2- Influence des incondensables.

Comme cela a été montré au chapitre précédent, lorsque des gaz incondensables sont dissous dans un liquide, le phénomène de nucléation apparaît pour des températures bien inférieures à la température de saturation. Rainey *et al.* [RAINEY-2003] ont montré que la présence d'incondensables dissous dans le liquide entraîne une amélioration des transferts de chaleur à faible flux mais que cette amélioration disparaît lorsque le flux est augmenté (Cf. Figure II-10) Par ailleurs, le brassage du liquide induit par ces bulles améliore dans la plupart des cas les transferts de chaleur.

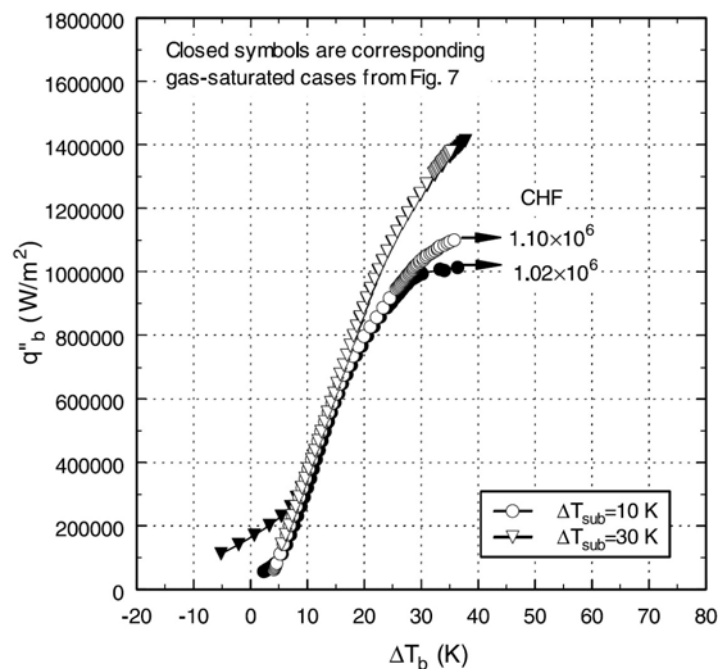


Figure II-10 : courbes d'ébullition en ébullition nucléée obtenues dans le cas d'un liquide sous-refroidi dégazé ou non dégazé [RAINEY-2003].

Chen *et al.* [CHEN-2004] ont montré pour du FC-72 non dégazé l'influence de la surchauffe qui, suivant son niveau, entraîne le passage d'un régime d'ébullition hétérogène à un régime d'ébullition homogène.

Myers *et al.* [MYERS-2005] ont utilisé du FC-72 dégazé et notent que pour des surchauffes inférieures à 34°C, la nucléation n'est plus observée. Ils en concluent donc que le dégazage du fluide (et donc l'absence d'incondensables) entraîne une augmentation conséquente de la surchauffe nécessaire à amorcer la nucléation.

II-B-3- Influence de la paroi.

II-B-3-1- Influence de la taille.

Le comportement du phénomène d'ébullition peut être très différent suivant la taille de l'élément [KENNING-1992] [WATWE-1994]. Le nombre total des sites de nucléation est en effet lié à la taille de l'élément car celle-ci peut être inférieure à la distance moyenne qu'il y aurait entre deux sites de nucléation sur un élément plus large. En conséquence, suivant la taille de l'élément, les surchauffes atteintes au cours de l'ébullition peuvent varier, l'ébullition pouvant être déclenchée pour des températures de paroi plus élevées.

Bakhru et Lienhard [BAKHURU-1972] ont ainsi étudié l'ébullition sur de fins fils métalliques : ils analysent, en fonction de la température, le transfert thermique sur des petits fils horizontaux immergés dans l'eau et dans quatre liquides organiques. Ils ont trouvé que lorsque le rayon du fil est suffisamment petit, les transitions hydrodynamiques dans la courbe d'ébullition disparaissent et la courbe devient monotone. A partir de cette courbe, ils ont identifié trois modes d'évacuation de chaleur et les ont décrits analytiquement : un mode de convection naturelle, un mode mixte d'ébullition en film et de convection naturelle et un mode « pur » d'ébullition en film. Par ailleurs, les points de Leidenfrost et de flux de chaleur critique ne sont pas observés, ce qui les a mené à la conclusion qu'ils disparaissent sous la condition de taille suivante sur l'élément chauffant : $\frac{L_{\text{élément}}}{L_c} < 0.01$ avec $L_{\text{élément}}$ la taille de l'élément chauffant et L_c la longueur capillaire donnée par :

$$L_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (II-92)$$

Ils ont montré aussi que l'ébullition nucléée ne se produit pas sur les petits fils et concluent que la courbe d'ébullition « classique » est observée si la condition suivante est vérifiée :

$$\frac{L_{\text{élément}}}{L_c} > 0.15.$$

Kim et Henry [KIM-2003] ont montré que l'ébullition réalisée sur des éléments chauffants de petite taille (0,8 mm de côté) et qui vérifient la relation $\frac{L_{\text{élément}}}{L_c} = 1.5$ est dominée par les effets de tension de surface. En gravité augmentée, la première bulle reste stable comme celle observée en gravité réduite (Figure II-11).

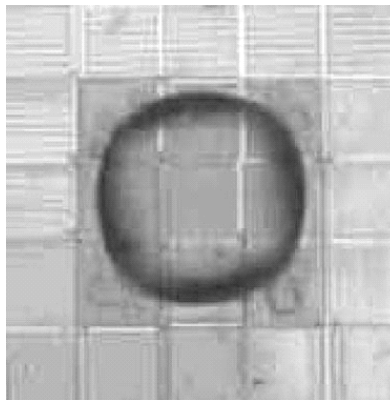


Figure II-11 : Bulle de vapeur créée sur 3*3 éléments (0,8 mm de côté), niveau de gravité de 1,7g; $\Delta T_{\text{sub}}=31^\circ\text{C}$, $\Delta T_{\text{sat}}=34^\circ\text{C}$ [KIM-2003].

Ils supposent que la transition entre la zone dominée par les forces de flottabilité et celle dominée par la tension de surface se fait lorsque le diamètre de détachement et la taille de l'élément chauffant sont du même ordre de grandeur. Pour des niveaux de gravité où la première bulle se détache, la fréquence de départ de bulle diminue lorsque le sous-refroidissement augmente car la condensation au niveau du « dôme » de la bulle devient très importante.

Henry et Kim [HENRY-2004-a] ont réalisé des expériences sur l'influence de la taille de l'élément dans des conditions de gravité réduite et augmentée. Ils ont utilisé 3 éléments chauffants de tailles différentes : 0,65 ; 2,62 et 7,29 mm². Chacun de ces éléments était maintenu à température de paroi constante. Ils ont travaillé pour différentes températures du liquide (28, 35, 45, 55°C) et différentes températures de paroi (de 70 à 105°C). Ils ont trouvé que la taille de l'élément a une influence sur les valeurs du flux de chaleur critique : en effet, pour les deux éléments de tailles supérieures, le flux de chaleur critique atteint augmente avec l'augmentation du niveau de sous-refroidissement. A contrario, pour l'élément chauffant le plus petit dans des conditions de gravité réduite, le niveau de sous-refroidissement a un effet négligeable ; le flux de chaleur critique est, quant à lui, faible. En gravité augmentée, c'est la fréquence de départ de bulle qui semble être affectée par la taille de l'élément chauffant. Pour l'élément chauffant le plus petit (0,65 mm²), le comportement est le même que celui trouvé précédemment en gravité réduite mais la toute première bulle qui se forme est plus petite qu'en gravité réduite, ce qui implique que les transferts de chaleur sont plus importants, et son départ n'est pas périodique. Pour les deux éléments de tailles supérieures (2,62 et 7,29 mm²), une augmentation du niveau de sous-refroidissement entraîne une diminution de la fréquence de départ des bulles et une diminution de la moyenne temporelle du flux. Cet effet peut être compensé par une grande différence de température entre la paroi et le liquide. En gravité réduite, la taille de l'élément semble jouer un rôle sur l'apparition de bulles « parasites » en périphérie de l'élément : en effet, ils ont trouvé qu'en réduisant la taille de l'élément chauffant, ils réduisaient aussi la formation de ces bulles parasites.

II-B-3-2- Influence de l'inclinaison.

Pour une paroi inclinée d'un angle compris entre 0 et 165°, le coefficient de transfert de chaleur augmente lorsque l'angle augmente. En effet, les bulles de vapeur générées, en glissant le long de la surface, déstabilisent la couche limite thermique et les transferts s'en trouvent améliorés. En revanche, ceci n'est plus vrai lorsque la surface de nucléation est inclinée avec un angle compris entre 165 et 180°.

Au cours de l'ébullition réalisée sur des fils (flux constant), Straub *et al.* [STRAUB-1990] ont noté que l'influence de la gravité était très faible. A contrario, pour de l'ébullition réalisée sur des éléments plans à flux constant élevé, Oka et al [OKA-1995] ont noté une dépendance importante des transferts de chaleur au niveau de la surface avec la gravité. L'influence du niveau de gravité sur les phénomènes d'ébullition nucléée est fortement corrélée à la géométrie et la taille de l'élément. En effet, avec des fils, si les forces agissant sur le départ des bulles sont suffisantes, la bulle peut se détacher de l'élément dans n'importe quelle direction. Par ailleurs, l'effet de sillage lors du départ des bulles précédentes éloigne les bulles de la surface.

Rainey et You [RAINEY-2001], et par la suite Qiu et Dhir [QIU-2002], ont montré que l'inclinaison d'un élément plan non poreux modifie les performances lors de l'ébullition nucléée. Ces derniers ont créé une bulle de vapeur (PF-5060) unique sur un site artificiel sous une surface chauffante en silicium. L'inclinaison de leur surface varie de 5° à 75° . Le flux de chaleur transféré est plus important que pour une surface plane, ce qui serait dû aux effets de sillage lors du glissement de la bulle le long du plan incliné.

II-B-3-3- État de surface.

Hijikata *et al.* [HIJIKATA-1997] ont étudié, pour du FX-3250, l'effet sur la courbe d'ébullition de la présence d'un dépôt d'alumine (Al_2O_3) sur la surface de nucléation.

Lorsque la surface est sans dépôt, que le liquide soit à saturation ou bien en sous-refroidi, le phénomène d'ébullition est dominé par la conduction dans le substrat et n'est pas influencé par la température du liquide. Le déclenchement de l'ébullition correspond à un saut du signal de flux. Dans ce cas l'ébullition améliore les transferts de chaleur du système complet.

Il y a une amélioration du transfert thermique pour un dépôt d' Al_2O_3 de $10\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur, alors que pour un dépôt de $20\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur, le transfert de chaleur se dégrade. Ainsi, le dépôt d'une certaine épaisseur d' Al_2O_3 améliore le transfert mais il existe une épaisseur limite au-delà de laquelle le transfert se détériore.

Ce serait le nombre de Biot élevé, dans ce cas-là, couplé à une épaisseur de dépôt importante (résistance de contact : chaleur transférée aussi latéralement) qui entraîneraient la diminution du transfert de chaleur.

Rainey et You [RAINEY-2001] ont étudié l'influence de la porosité d'une surface sur les transferts de chaleur, dans du FC-72 à température de saturation. Les résultats des mesures sur la surface non poreuse montrent que les performances lors de l'ébullition nucléée dépendent de l'orientation de l'élément chauffant. En revanche, les portions des courbes d'ébullition en régime nucléé pour les surfaces poreuses se superposent en une seule courbe et ce quelle que soit l'orientation de l'élément. Ainsi, une surface poreuse a des performances indépendantes de l'orientation de l'élément.

Par la suite, Auracher et Marquardt [AURACHER-2002] et Hohl *et al.* [HOHL-2001] ont réalisé des études du phénomène d'ébullition à flux de chauffe et à température de paroi imposés. Le but de leur expérimentation était de montrer l'influence de l'état de surface (propre ou pas) et du type de liquide utilisé (mouillant, ou peu mouillant). En effet, il a été montré que le mouillage a un effet important lors de l'ébullition de l'eau, et que les propriétés thermiques et l'épaisseur de la paroi affectent aussi l'ébullition [KENNING-1997]. Auracher et Marquardt [AURACHER-2002] et Hohl *et al.* [HOHL-2001] ont travaillé avec du FC-72, de l'eau et de l'isopropanol, en réalisant l'ébullition sur une surface de cuivre. Afin de réaliser des mesures des variations de la température de paroi, des micro-thermocouples ont été placés sous la surface. La bulle de vapeur était créée sur l'élément chauffant. Les flux transférés ont été quantifiés par méthode inverse [MARQUARDT-1990]. Ainsi, pour une surface propre, en régime permanent et dans la région de transition, aucune hystérésis n'a été observée, ce qui n'est pas le cas avec une surface contaminée. En régime transitoire, et ce quel que soit l'état de surface, et dans la zone de

transition, la courbe d'ébullition est par contre très différente si cette courbe est obtenue par chauffage ou par refroidissement.

De manière générale, une surface rugueuse aura un plus grand nombre de sites de nucléation qu'une surface lisse, et les transferts de chaleur seront donc améliorés.

II-B-4- Influence d'autres paramètres.

D'autres paramètres influencent aussi les flux de chaleur et la dynamique de la bulle de vapeur : certains d'entre eux sont présentés ici succinctement car ils ne concernent pas directement le cadre de notre étude.

Tout d'abord, une élévation de la pression conduit à l'augmentation de la température de déclenchement de l'ébullition et le flux de chaleur critique est fortement dépendant de la pression (Cf. Figure II-12) [STEPHAN-1992]. Les résultats expérimentaux de Rainey *et al.* [RAINEY-2003] ont montré que, dans le cas de l'ébullition nucléée, une augmentation de la pression induit une augmentation du coefficient de transfert thermique.

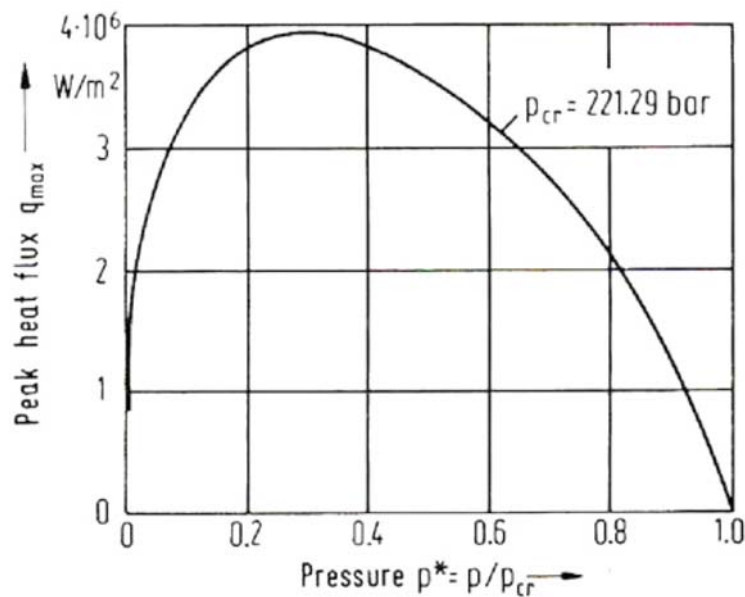


Figure II-12 : Évolution du flux de chaleur critique de l'eau en fonction de la pression [STEPHAN-1992].

Ensuite, le confinement est aussi un facteur influant. Passos *et al.* [PASSOS-2004] ont mené des expériences sur l'influence du confinement avec du FC-72 et du FC-87 saturé ou sous-refroidi ($\Delta T_{\text{sub}} = 36,6^\circ\text{C}$) à pression atmosphérique. La bulle de vapeur est créée sous une surface de cuivre de 12 mm de diamètre. Le flux de chauffe est imposé constant et dans la cellule de test, la distance séparant la surface de nucléation du fond de la cellule varie de 0,2 à 13 mm. Les mesures de température sont faites dans le liquide et par des thermocouples placés sous la surface où a lieu la nucléation (à l'intérieur de la surface). Pour des flux de chauffe inférieurs à 45 kW.m^{-2} ,

l'augmentation du confinement en ébullition saturée améliore les transferts de chaleur. En revanche, en ébullition sous-refroidie, c'est l'effet inverse qui est observé : une augmentation du confinement entraîne la réduction du coefficient de transfert thermique.

Par ailleurs, la présence de surfactant influence le phénomène d'ébullition : Wu *et al.* [WU-1999] ont montré que l'ajout de surfactants entraîne une diminution du niveau de surchauffe nécessaire pour amorcer l'ébullition et que les transferts de chaleur sont améliorés.

De plus, la mouillabilité du liquide joue un rôle : lorsque le liquide est non mouillant, comme cela a été présenté dans le chapitre précédent, le déclenchement de l'ébullition a lieu plus tôt que pour un liquide mouillant.

Auracher et Marquardt [AURACHER-2002] et Hohl *et al.* [HOHL-2001] ont réalisé des études du phénomène d'ébullition à flux de chauffe et à température de paroi imposés pour différents types de liquide (mouillant, ou peu mouillant) qui viennent confirmer les résultats de Kenning [KENNING-1997].

Enfin, des champ électriques ont été utilisés afin d'augmenter la fréquence de départ de bulle : en effet Baboi *et al.* [BABOI-1968] ont montré que dans ces conditions le flux de chaleur critique est alors augmenté. De plus, au cours de l'ébullition nucléée sur un fil de platine, l'application d'un fort champ électrique colinéaire aux forces de flottabilité induit un transfert de chaleur plus important. Snyder *et al.* [SNYDER-1998] en concluent alors que le champ électrique, en influant sur les forces agissant sur la bulle, contribue à augmenter le taux de départ des bulles. Le diamètre de départ de la bulle est fonction des forces agissant sur la bulle de vapeur au cours de sa croissance et de son départ (tension de surface, flottabilité, inertie, effets thermocapillaire etc.). Comme cela a été déjà abordé précédemment, ces forces sont aussi fonction de paramètres thermiques (tels que le niveau de sous-refroidissement, la surchauffe à la paroi), et d'autres paramètres tels que le niveau de gravité, les propriétés thermo-physiques du liquide, la géométrie de l'élément chauffant, les caractéristiques de la surface et la pression. Di Marco *et al.* [DI MARCO-2001] et Di Marco et Grassi [DI MARCO-2002] ont mené des expérimentations en gravité réduite et avec ou sans champ électrique. L'ébullition était créée sur des fils de platine de diamètres différents (0,2 à 0,6 mm de diamètre) et dont le flux de chauffe était contrôlé. La diminution du niveau de gravité entraîne la dégradation des échanges de chaleur. Le comportement de l'ébullition en film est modifié selon le niveau de gravité par la présence d'un champ électrique. Le coefficient d'échange thermique augmente avec la valeur du champ électrique et est indépendant du niveau de gravité pour une tension supérieure à 3 kV. En dessous de cette valeur seuil, le coefficient d'échange thermique est plus petit dans des conditions de gravité réduite que dans des conditions de gravité terrestre. Lorsque la valeur du flux de chauffe est augmentée de manière linéaire avec le temps, et ce en microgravité, le coefficient de transfert thermique augmente avec le flux. Ce coefficient augmente aussi, dans ces conditions, avec le champ électrique, jusqu'à la valeur seuil du champ électrique au-delà de laquelle le coefficient est indépendant de la gravité. Par ailleurs, la présence d'un champ électrique modifie les écoulements convectifs : ils sont ainsi augmentés en gravité normale.

II-C- Modes de transferts.

Lors de la croissance d'une bulle en paroi, les transferts de chaleur sont dus à un ensemble de phénomènes (figure II-13) :

☞ Transfert par changement d'état par évaporation de la microcouche de liquide sous la bulle (1), et entre le liquide et la bulle au niveau du reste de l'interface (2).

☞ Transferts par convection au sein du liquide : convection naturelle hors du domaine d'influence de la bulle (environ 2 fois le diamètre de la bulle) (3), micro-convection lors de la croissance de la bulle (4), effet Marangoni (Cf. Chapitre I) en présence d'un gradient de tension superficielle (5), convection lors de l'ascension de la bulle (effet de sillage) (6).

☞ Transferts par conduction : conduction à travers la zone asséchée à la base de la bulle (7), conduction transitoire dans la zone d'influence de la bulle après son détachement (8) (le détachement de la bulle de vapeur détruit la couche limite thermique, le régime de conduction transitoire permet alors de rétablir cette dernière).

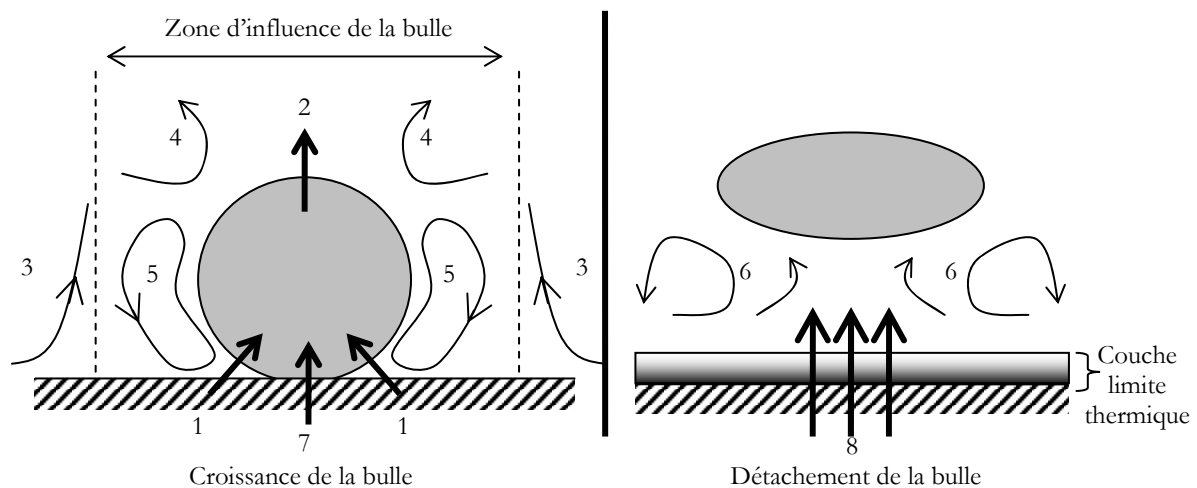


Figure II-13 : Transferts de chaleur entre la bulle et son environnement.

Les modèles de transfert de la chaleur lors du phénomène d'ébullition sont souvent en contradiction. Les premiers modèles étaient basés sur l'hypothèse que les mouvements liquides (agitation, micro-convection) étaient le mode de transfert majoritaire. Cependant, ces modèles ne prenaient pas en compte les transferts liés au changement d'état.

Le modèle de Forster et Grief [FORSTER-1959] suppose que la bulle agit comme une micro-pompe qui permet de « retirer » une certaine quantité de liquide chaud du mur et la remplace par du liquide froid du bain liquide. Le transfert depuis un site unique correspond à l'énergie nécessaire pour chauffer ce volume de liquide depuis la température du bain jusqu'à la température moyenne entre la paroi de chauffe et le bain liquide.

Les expériences menées par Gunther et Kreith [GUNTHER-1965] sont souvent citées dans la littérature car elles ont permis de montrer que la majorité du transfert de chaleur au cours de l'ébullition nucléée sous-refroidie pouvait être attribuée à de la micro-convection.

En utilisant le travail de Han et Griffith [HAN-1965-b], Mikic et Rohsenow [MIKIC-1969-b] ont développé un modèle de transfert de chaleur pour la bulle en supposant que lors du départ de celle-ci, la couche de liquide surchauffée entourant la bulle est détruite, permettant à une partie du liquide du bain, plus froid, de rentrer en contact avec la paroi. Au cours du temps d'attente qui suit le départ de la bulle et précède l'apparition de la nouvelle bulle, une nouvelle couche de liquide surchauffé se crée par conduction. Ainsi, ils émettent l'hypothèse que le mode de transfert prédominant serait de la conduction transitoire dans le bain liquide.

Par la suite, Cooper et Lloyd [COOPER-1969-a] et Van Stralen *et al.* [VAN STRALEN-1975-a] ont, quant à eux, proposé un modèle basé sur l'évaporation de la microcouche qui se forme entre la bulle hémisphérique et la paroi durant la phase de croissance inertielle. Ils émettent l'hypothèse que le mode de transfert principal se ferait à travers la microcouche durant la croissance de la bulle. Lorsque la microcouche est considérée comme infiniment mince, le flux d'évaporation peut alors être déterminé uniquement par les propriétés de la paroi. Ceci peut correspondre à un état de croissance avancé où la microcouche, s'étant en partie évaporée, est devenue plus fine. A contrario, dans le cas où la microcouche est épaisse, les propriétés du fluide et de la paroi ont une influence sur le flux.

Straub *et al.* [STRAUB-1992] et Straub [STRAUB-1994] ont supposé qu'en microgravité, l'un des mécanismes de transfert de chaleur prépondérant, outre la quantité importante de sites de nucléation, est la présence de convection Marangoni lorsque le liquide est sous-refroidi.

Stephan et Hammer [STEPHAN-1995] ont supposé que le transfert de chaleur se fait essentiellement au niveau de la ligne de contact, dans la zone où l'interface liquide-vapeur est proche du mur en utilisant le mécanisme proposé précédemment par Wayner *et al.* [WAYNER-1976].

Yaddanapudi et Kim [YADDANAPUDI-2000] et Kim *et al.* [KIM-2000] considèrent que les transferts prédominants sont la conduction transitoire et/ou la micro-convection, ce qui rejoint les résultats du modèle de Mikic et Rohsenow [MIKIC-1969-b]. Cependant ils sont en désaccord au sujet de « l'aire d'influence » de la bulle lors de son départ : celle-ci serait bien inférieure à celle que le modèle de Mikic et Rohsenow [MIKIC-1969-b] suggère ; et la température du liquide rentrant en contact avec la paroi chauffante après le départ de la bulle, bien plus élevée que la température du bain liquide.

Zhao *et al.* [ZHAO-1996] ont établi un modèle explicitant la dynamique de la microcouche lors de l'ébullition en vase. Les phénomènes d'évaporation et d'assèchement de la microcouche liquide sous la bulle de vapeur jouent un rôle très important au cours des transferts de chaleur pendant l'ébullition nucléée. Dans la zone de transition, pour les surchauffes faibles, c'est l'évaporation de la microcouche qui est le mécanisme prépondérant, en revanche, pour des surchauffes importantes, c'est l'évaporation à la fois de la microcouche et du dôme de vapeur qui contribue de manière importante au transfert de chaleur total.

Pour Kim *et al.* [KIM-1998], lors du re-mouillage de la surface, le flux re-augmente mais de manière moins importante que lors de l'apparition de la bulle. Ainsi, ils trouvent que le transfert thermique est plus important au moment de la création de la bulle que lors du remouillage de la surface de chauffe. Ils en déduisent donc que le mécanisme dominant les

transferts de chaleur n'est pas l'évaporation de la microcouche. Rule et Kim [RULE-1999] trouvent un résultat analogue.

Mann *et al.* [MANN-2000] se sont intéressés aux transferts de chaleur au niveau de la microcouche dans le cas d'une bulle unique. Ils ont montré numériquement que l'influence de la conductivité thermique de la paroi sur les transferts de chaleur dans la micro-région est faible. En revanche, le transfert de chaleur dépend fortement des propriétés du liquide (chaleur latente de vaporisation, viscosité, tension de surface et conductivité thermique)

Dans des conditions d'ébullition saturée, Yaddanapudi et Kim [YADDANAPUDI-2001] ont montré que le transfert thermique a lieu essentiellement après le départ de la bulle de vapeur par conduction transitoire et micro-convection. Cela permet de prédire qu'une augmentation de la fréquence de remouillage entraînera une augmentation du flux de chaleur moyen.

Lorsque la bulle est créée sous un élément chauffant, dans des conditions de fort sous-refroidissement (45°C), un « jet » de liquide surchauffé apparaît dans le voisinage de la bulle de vapeur. Ce jet améliore les transferts de chaleur et les auteurs concluent que le changement de phase (évaporation-condensation) couplé au jet de liquide sont les mécanismes dominants du phénomène d'ébullition [PENG-2001].

Pour Demiray et Kim [DEMIRAY-2002], dans le cas d'une bulle unique, la « zone d'influence » autour de la bulle est approximativement égale à la moitié du diamètre de départ de la bulle. Pour le mode à bulles multiples, l'évaporation de la microcouche est quasiment insignifiante et la majorité des transferts se fait par conduction et micro-convection au cours du remouillage de la surface lors du départ de la bulle. Le diamètre équivalent calculé d'après les mesures physiques lors du mode à bulle unique semble confirmer le fait que la bulle gagne de l'énergie cédée par la paroi, et aussi par la couche de liquide surchauffé (qui se crée durant le temps d'attente). L'évaporation de la microcouche contribue de manière significative, mais pas prédominante, aux transferts de chaleur en paroi. L'étude des transferts de chaleur au niveau de la paroi lors du mode à bulles multiples montre que l'évaporation de la microcouche est importante après la première bulle, et que le transfert thermique se fait majoritairement par conduction transitoire et/ou micro-convection lors du remouillage de la paroi par le liquide (induit par le départ de la bulle).

Des simulations numériques directes de l'écoulement de liquide dans la microcouche [STEPHAN-2002], [MATHIEU-2003] ont mis en évidence que le flux de chaleur transféré à travers cette microcouche (qui est fortement inhomogène) est élevé au voisinage de la ligne triple.

La résolution des équations de conservation dans la microcouche couplées avec une équation de conduction dans la paroi solide, proposées par Son *et al.* [SON-2002] et Stephan [STEPHAN-2002], permet de calculer les évolutions de l'épaisseur de la microcouche, de l'angle de contact et de la vitesse de déplacement de la ligne triple. Cette dernière joue un rôle important sur le flux de chaleur transféré [MATHIEU-2003].

Lee *et al.* [LEE-2003] ont étudié expérimentalement la croissance de bulles de vapeur dans du R-11 et du R-113 sur une matrice de micro-éléments à température de paroi constante.

Ils supposent que la variation volumique de la bulle est uniquement due à la chaleur latente de vaporisation (pas d'effet de recondensation), c'est-à-dire qu'ils estiment alors le flux de chaleur comme égal à :

$$\dot{\varphi} = \dot{m} h_{lv} = 4\pi \rho_v h_{lv} R^2 \dot{R}$$

Une analyse dimensionnelle de la croissance et du départ de la bulle leur permet de prédire le moment du départ avec une marge d'erreur de 30%. De plus, ils observent une différence entre le flux requis pour la croissance (estimé par le calcul) et le flux mesuré (inférieur à celui calculé). Au cours de la croissance de la bulle, le flux fourni à cette dernière se décompose entre le flux instantané « direct » à travers la surface de chauffe, et le flux « indirect » transmis par le liquide préchauffé proche de la surface (lié au champ de température non uniforme autour de l'interface de la bulle). La contribution de la paroi chauffée lors de la croissance de la bulle est estimée égale à 50% du flux total requis pour la croissance. La microcouche, si elle existe, serait le lieu où le transfert (le flux) est le plus important.

Des mesures réalisées par Auracher *et al.* [AURACHER-2004] permettent d'estimer la densité de sites actifs. Cette dernière est élevée entre la zone d'ébullition nucléée et le flux de chaleur critique. Auracher *et al.* en concluent qu'en chauffage transitoire, la forte augmentation du flux serait due majoritairement à la forte convection entre la paroi et le liquide. Par ailleurs, il semble que lorsque la surchauffe de la paroi augmente, la forme de la bulle change pour devenir de plus en plus plate (parallèlement à la surface). Enfin, les résultats expérimentaux obtenus avec les micro-thermocouples semblent confirmer que c'est au niveau de la ligne de contact que le transfert de chaleur est le plus intense.

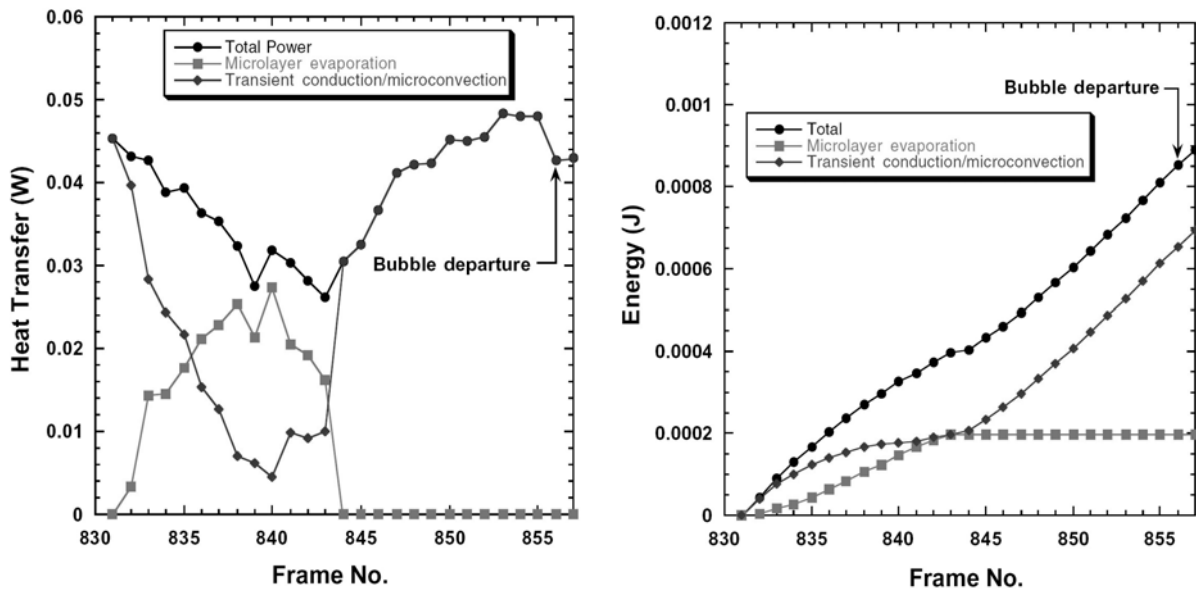


Figure II-14 : Flux de chaleur transférés depuis la paroi lors de la croissance d'une bulle de vapeur, en fonction des numéros d'images. Les différentes courbes correspondent aux différents modes de transferts de chaleur (évaporation de la microcouche, conduction et microconvection) [MYERS-2005].

Enfin, Myers *et al.* [MYERS-2005] ont mené des expérimentations à flux constant (14 à 25 W.m⁻²) avec du FC-72 sous-refroidi ($T_l=53,2^\circ\text{C}$). Les mesures de température de paroi montrent que le signal de flux se décompose en plusieurs parties : un flux élevé associé au départ de la bulle, puis une chute du flux lors de l'apparition et de la croissance de la bulle suivante avec un minimum correspondant au maximum de l'aire sèche sous la bulle. Les auteurs attribuent clairement l'augmentation du transfert de chaleur (au niveau de la surface) au remouillage de cette dernière par le liquide froid. Les éléments en périphérie de la bulle sont refroidis par conduction transitoire et micro-convection. Les transferts de chaleur entre la paroi et le liquide sont déterminés par différence entre la conduction dans le substrat (calculée par un modèle) et le flux dissipé par les éléments chauffants. La contribution de la conduction, de la micro-convection et de l'évaporation de la microcouche est donnée en Figure II-14.

Le manque de données expérimentales concernant localement les modes de transferts de chaleur au voisinage de la bulle explique le nombre important de modèles en contradiction les uns avec les autres. De plus, la grande majorité des études expérimentales a été réalisée sur des éléments dont la taille est largement supérieure à celle de la bulle de vapeur, rendant une approche en détail du phénomène d'ébullition délicate. Par ailleurs, ces études se font en général à puissance de chauffe constante et la détermination des variations locales de température en dessous de la bulle est difficile. Quant aux études portant sur le phénomène et pour lesquelles la température de paroi était maintenue constante en moyenne sur l'élément, le flux local et la température n'étaient pas mesurables, or elles peuvent varier de manière conséquente sur la surface.

II-D- Conclusion.

Les résultats, principalement expérimentaux, présentés dans ce chapitre concernent la création d'une bulle de vapeur, son évolution, et les transferts de chaleur qui lui sont associés dans le cas de l'ébullition hétérogène. Cette revue bibliographique de travaux récents pour la plupart, mais aussi anciens pour quelques-uns, est forcément non exhaustive. Néanmoins elle est bien représentative des différentes conclusions auxquelles sont arrivés les chercheurs qui se sont intéressés à ce sujet.

Il ressort de l'ensemble de ces travaux plusieurs points importants. L'ébullition est un phénomène complexe et dépendant de nombreuses variables telles que :

- ☞ la température de la paroi (surchauffe)
- ☞ la température du liquide (niveau de sous-refroidissement)
- ☞ la pression du système (température de saturation, masse volumique)
- ☞ les forces de flottabilité (masses volumiques du liquide, de la vapeur, niveau de gravité)
- ☞ les propriétés thermophysiques des corps en présence

Ces différents paramètres ne sont pas indépendants et la variation de l'un d'entre eux peut changer complètement l'importance relative de certains des autres. Cela peut ainsi modifier fortement le comportement des bulles. Par exemple une bulle de vapeur qui se détache peut être le résultat, soit d'une simple production de vapeur, soit de la combinaison de la production de vapeur et de la recondensation. Il est même possible d'obtenir successivement ces deux étapes au cours du grossissement de la bulle.

Tout ceci permet d'expliquer les résultats « apparemment » contradictoires présentés dans ce chapitre et ce, notamment sur les modes de transferts. Au vu de cette étude bibliographique, il semble donc illusoire de chercher directement une représentation unique de l'ébullition. Seules des approches différentes, tant globales que locales, peuvent apporter suffisamment d'informations pour en déduire une représentation convenable du phénomène d'ébullition.

En termes de moyens technologiques, les travaux les plus récents utilisent des matrices permettant d'obtenir des informations locales (de température et de flux), ce qui est d'un intérêt évident. Cependant, une telle approche présente un inconvénient, à savoir l'utilisation d'une paroi comportant des discontinuités transverses, ce qui ne correspond pas à la réalité d'une surface continue.

Dans le travail présenté par la suite, nous avons choisi d'étudier le phénomène d'ébullition sur une paroi continue, et ce, par deux méthodes indépendantes (optique et thermique). L'ensemble du dispositif expérimental développé au cours de cette thèse, ainsi que les méthodes utilisées, sont précisés dans le chapitre suivant.

Chapitre III : Dispositif expérimental.

Ce chapitre présente le dispositif expérimental développé au cours de cette thèse. Le but de cette expérimentation est d'étudier l'ébullition nucléée en vase et cela, dans un cas particulier et de manière plus locale que la majorité des études existantes. Il s'agit de générer une bulle de vapeur unique dans un liquide sous-refroidi, à pression atmosphérique. Celle-ci est créée sous la surface de nucléation. Deux approches expérimentales indépendantes ont été utilisées : optique et thermique. Les objectifs scientifiques de ce travail expérimental sont ainsi de déterminer :

- ☞ les caractéristiques géométriques de la bulle à chaque instant
- ☞ sa dynamique de croissance
- ☞ les transferts de chaleur et de masse associés au cycle de nucléation-détachement des bulles
- ☞ les écoulements engendrés par la croissance de la bulle.

De plus l'utilisation des deux techniques choisies permet d'évaluer les parts relatives de la conduction-convection et du changement d'état dans les transferts entre la paroi et le liquide.

Cette étude fondamentale a donc nécessité un dispositif expérimental adapté au suivi vidéo et à la quantification des phénomènes thermiques associés à la dynamique de la bulle de vapeur.

Ce chapitre s'articule en quatre parties :

- choix du système physique,
- présentation du montage principal réalisé, et détail du protocole expérimental,
- techniques de mesure et traitements réalisés,
- présentation du montage expérimental complémentaire réalisé.

III-A- Le système physique.

Dans la littérature, différentes configurations physiques sont développées pour étudier le phénomène d'ébullition (cf. chapitre II). Les principales différences concernent :

- ☞ les conditions thermo-physiques (nature du liquide : mélange, liquide pur) et/ou thermiques (pariétale, bain liquide)
- ☞ les conditions géométriques : dimension, orientation, et type des surfaces de nucléation (fil, surface continue, surface matricielle...)
- ☞ les conditions de nucléation : site artificiel, bulle unique, bulles multiples...

Suite à un certain nombre de considérations, nous avons retenu un système physique en particulier. Cette partie présente tout d'abord ce système ainsi que les critères qui nous ont amenés au choix de la configuration d'étude.

III-A-1- Description de la configuration physique.

Le système physique adopté est présenté en Figure III-1, c'est un système original peu rencontré dans la littérature. Une bulle unique est créée sur un site artificiel indenté mécaniquement au centre d'une surface de nucléation à flux pariétal imposé. La surface de l'élément est orientée vers le bas. La bulle de vapeur est donc créée sous la surface de nucléation, dans une configuration où la gravité est stabilisante. Les expériences sont menées à pression atmosphérique et à une température du liquide (FC-72) égale ou inférieure à la température de saturation.

Nous allons maintenant présenter les différentes considérations qui ont déterminé le choix de ce système physique.

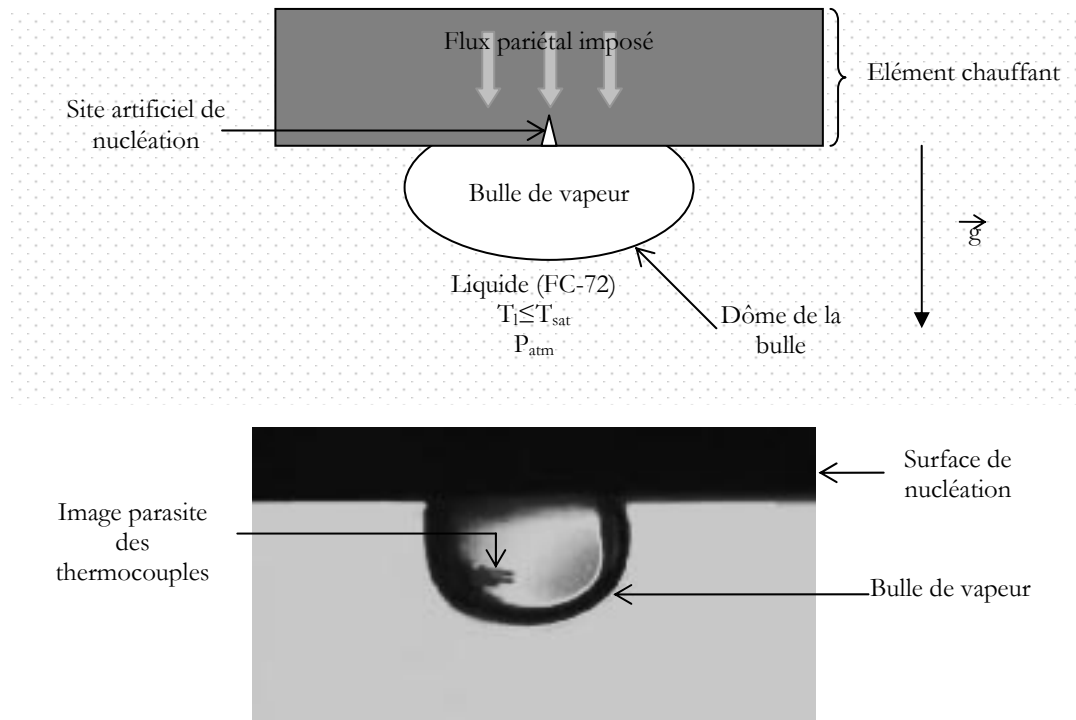


Figure III-1 : Système physique

III-A-2- Caractéristiques de la configuration physique.

III-A-2-1- Bulle unique.

Le choix de réaliser une étude portant sur une bulle unique résulte d'une volonté de s'intéresser au phénomène d'ébullition d'un point de vue fondamental.

L'étude de phénomènes autour d'une bulle unique est une approche menée au sein du laboratoire depuis plusieurs années. Dans un premier temps, afin d'isoler un phénomène en particulier (effet Marangoni) pouvant jouer un rôle sur les transferts de chaleur en ébullition en microgravité [STRAUB-2001], les travaux ont porté sur une bulle d'air unique sans changement de phase [ARLABOSSE-1997], [REYNARD-2001-a]. Cette approche a été étendue au changement de phase. En effet, dans la littérature, la plupart des travaux ayant trait à l'ébullition concernent l'étude de plusieurs bulles, et lorsque certains auteurs s'intéressent au cas d'une bulle unique, c'est souvent à travers une approche numérique ou théorique.

Par ailleurs ce choix permet de « simplifier » cette étude en isolant certains phénomènes (changement de phase, convection Marangoni) et en s'affranchissant d'autres phénomènes (coalescence...).

III-A-2-2- Orientation de l'élément chauffant.

Comme cela a été présenté au début de ce chapitre, les objectifs de ce travail expérimental sont d'étudier la bulle de vapeur, les transferts associés et les écoulements autour de celle-ci, et ce, à l'aide d'une instrumentation légère et peu intrusive. Il fallait tenir compte du temps de réponse et de la sensibilité du matériel d'acquisition thermique (fluxmètre, thermocouples).

De plus, afin d'avoir un traitement d'images assez précis, les bulles doivent être de taille conséquente. Par suite, la configuration choisie permet d'atteindre des bulles de taille importante ainsi que des temps de croissance élevés. En créant la bulle sous l'élément, les temps caractéristiques sont plus importants : les temps de croissance, et les tailles de bulles sont nettement plus grands que dans une configuration où la bulle de vapeur est créée sur l'élément (temps de croissance inférieurs à la seconde, rayon équivalent au détachement de l'ordre du mm [GINET-1999]).

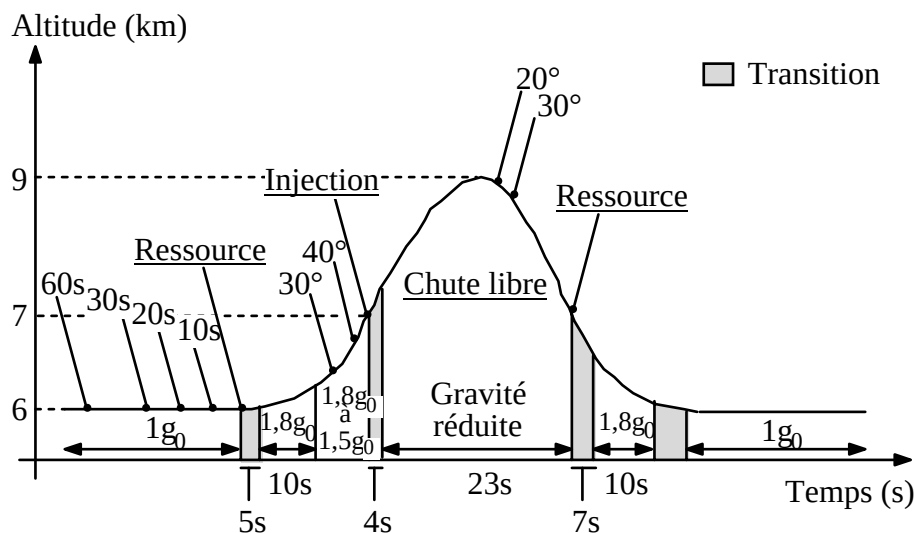


Figure III-2 : Description de la manœuvre parabolique [REYNARD-2001-a].

Ensuite, l'imbrication de cette thèse au sein de programmes de recherche en gravité réduite laisse prévoir pour la suite, des campagnes de vol parabolique. Chaque période de gravité réduite est précédée et suivie d'une période de gravité augmentée ($1,8g$) (Figure III-2). Si la bulle de vapeur était créée au-dessus de l'élément chauffant, au cours des périodes de gravité augmentée cette dernière se détacherait prématurément sous l'effet de la poussée d'Archimède. De plus, au cours de cette période, la convection naturelle accrue parasiterait les mesures.

Par ailleurs, les études réalisées en microgravité ont montré que les bulles ont des tailles très largement supérieures à celles obtenues en gravité normale lorsque la bulle est créée sur l'élément ([KESHOCK-1964], [SIEGEL-1964]). Afin de réaliser sous gravité normale une étude du phénomène d'ébullition, dont les résultats puissent être comparables avec ceux d'une étude réalisée en microgravité, les bulles créées doivent être de taille plus importante.

Ainsi, en créant une bulle de vapeur sous l'élément chauffant, les tailles de bulles sont bien supérieures à celles obtenues dans une autre configuration.

III-A-2-3- Choix du fluide.

Le fluide de test choisi est du Fluorinert FC-72 (3M™), dont les principales propriétés sont reportées dans le Tableau III-1 et le Tableau III-2.

<i>Point d'ébullition (°C)</i>	56,6
<i>Enthalpie de changement d'état au point d'ébullition (J.kg⁻¹)</i>	88000
<i>Indice de réfraction</i>	1,251
<i>Coefficient d'expansion (K⁻¹)</i>	1,6.10 ⁻³
<i>Nombre de Prandtl</i>	12,3

Tableau III-1 : Propriétés du Fluorinert FC-72 (C6 F14) à 25°C et sous 1 bar.

<i>Température du liquide</i>	25°C	56°C
<i>Masse volumique du liquide (kg.m⁻³)</i>	1675	1596
<i>Viscosité cinématique (m².s⁻¹)</i>	3,8.10 ⁻⁷	2,8 .10 ⁻⁷
<i>Chaleur spécifique massique (J.kg⁻¹.C⁻¹)</i>	1053	1099
<i>Conductivité thermique du liquide (W.m⁻¹.C⁻¹)</i>	0,057	0,054
<i>Tension de surface (N.m⁻¹)</i>	12.10 ⁻³	8.10 ⁻³

Tableau III-2 : Propriétés du Fluorinert FC-72 (C6 F14) à 25°C et à 56°C.

Le FC-72 est un fluide thermiquement et chimiquement stable, qui possède de nombreux avantages, mais aussi quelques inconvénients :

- ☞ La température d'ébullition de ce fluide est relativement faible (56,6 °C sous 1 bar) et son enthalpie de changement d'état peu élevée (88000 J /kg), ce qui permet de minimiser l'énergie nécessaire au déclenchement de l'ébullition. Cependant, il possède un coefficient de dilatation liquide élevé, ce qui induit des contraintes supplémentaires lorsque l'on veut travailler à pression constante.
- ☞ Ce fluide est aussi très pratique d'utilisation, car compatible avec la plupart des métaux. En revanche, il n'est pas vraiment compatible avec certains matériaux d'utilité courante tels que le téflon. En outre, il se « pollue » facilement en gaz incondensables dissous, ce qui

implique un dégazage conséquent. Mais, cet inconvénient (à première vue) a permis de réaliser une étude originale sur l'apparition de mouvements convectifs de type Marangoni.

☞ Avec ce type de fluide, comme cela est évoqué ci-dessus, on peut observer certains phénomènes par analogie avec les travaux antérieurs réalisés dans notre laboratoire. En effet, le nombre de Prandtl est faible ($Pr=12,3$), tout comme certaines huiles de silicones utilisées précédemment dans notre laboratoire ($Pr=16,7$) : cela permet alors une comparaison avec les résultats obtenus lors de l'étude des instabilités convectives autour d'une bulle d'air injectée sous une paroi chauffée dans une couche d'huile à gradient thermique vertical imposé ([REYNARD-2001-a]).

☞ Enfin, ce fluide est fréquemment cité dans la littérature. Il est, entre autres, l'un des fluides compatibles avec le cahier des charges du CNES pour les campagnes de vols paraboliques en avion.

III-A-2-4- Choix des conditions thermiques.

Les deux types de conditions thermiques à imposer sont le choix d'une surface de nucléation maintenue à flux ou température constante, et le choix d'une température de liquide au-dessus, égale ou en dessous de la température de saturation.

☞ Nous avons choisi d'imposer comme conditions limites à la surface un flux imposé constant (puissance de chauffe constante) pour des raisons de simplicité et de facilité de mise en œuvre. En effet, imposer la température de surface constante nécessite une boucle supplémentaire de régulation fine car les variations de la température de paroi avec la croissance de la bulle sont locales (zone d'assèchement de la bulle).

☞ Les conditions aux limites imposées au liquide sont de travailler en sous-saturation, jusqu'à la proche saturation (2°C). Le fait de travailler à température de liquide plus basse permet de diminuer les pertes thermiques avec l'extérieur. Surtout, le fait de travailler en sous-saturé permet non seulement d'obtenir des cinétiques de croissances plus lentes et de contrôler ainsi la croissance de la bulle, mais aussi de maîtriser plus facilement l'activation d'un site unique de nucléation. En effet, à saturation, le moindre défaut de surface peut entraîner la génération d'une bulle comme cela a été présenté dans le chapitre I. Enfin, le fait de travailler en sous-refroidi permet d'analyser l'influence de phénomènes supplémentaires tels que la recondensation au niveau du dôme de la bulle, ou le déclenchement d'instabilités convectives du type Marangoni.

Toutes ces considérations présentées précédemment (nombre de bulles, orientation, fluide etc.) ont conduit à la configuration retenue (Figure III-1). Le détail du montage expérimental développé au cours de cette thèse ainsi que les techniques de mesure et l'appareillage utilisés sont présentés dans la section suivante.

III-B- Bancs d'expérimentation et conditions opératoires.

III-B-1- Montage expérimental : description.

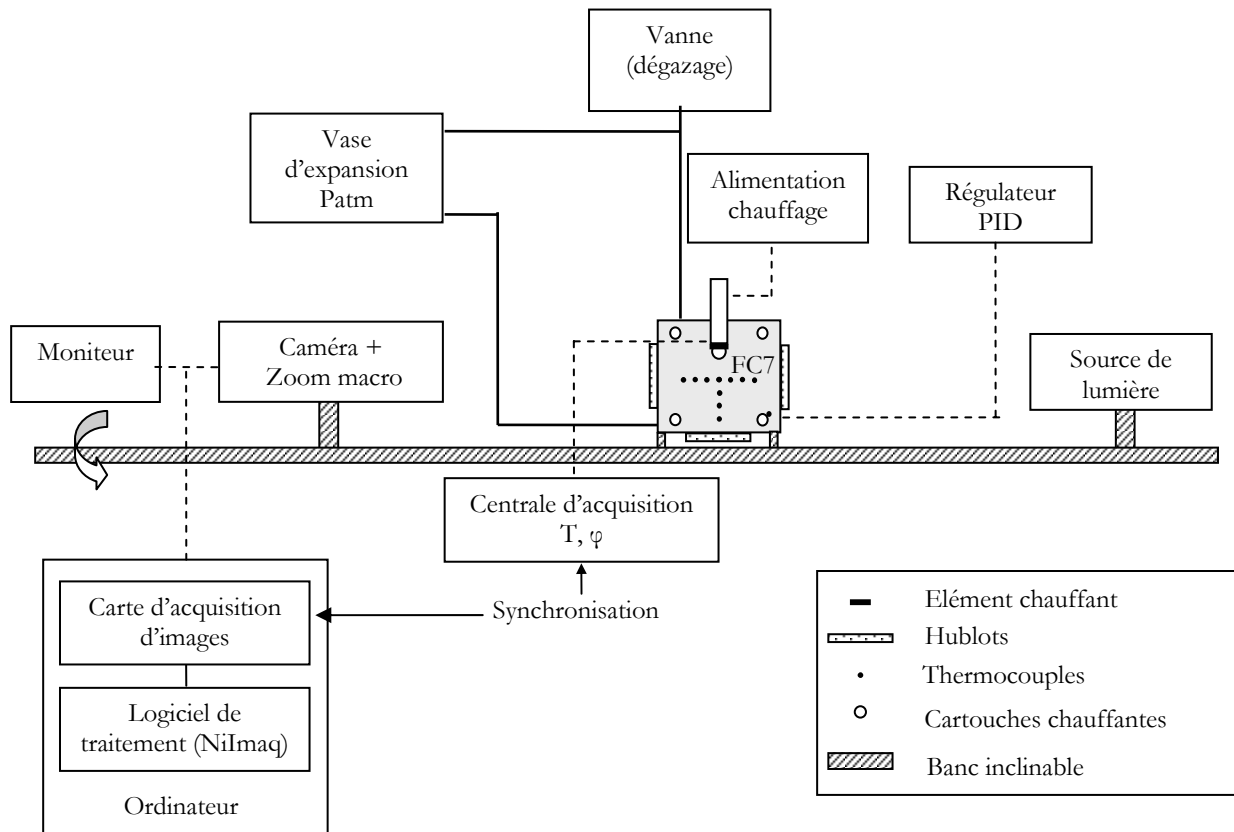


Figure III-3: Schéma du montage expérimental

Le montage expérimental, construit durant cette thèse, est schématisé en Figure III-3 et donné en photographie en Figure III-4.

Il comprend cinq parties que nous détaillons dans les paragraphes suivants :

- ☞ La cellule de test, totalement remplie de Fluorinert FC-72,
- ☞ L'acquisition vidéo,
- ☞ L'instrumentation environnante (régulation etc.),
- ☞ L'acquisition des données,
- ☞ Le traitement des données (vidéo et thermique).

La cellule, la source de lumière et le système d'acquisition vidéo sont alignés et montés sur un banc inclinable, ce qui permet d'incliner précisément la surface de nucléation sans changer les réglages optiques. L'angle d'inclinaison est mesuré à l'aide d'un niveau électronique d'une précision de $0,01^\circ$.

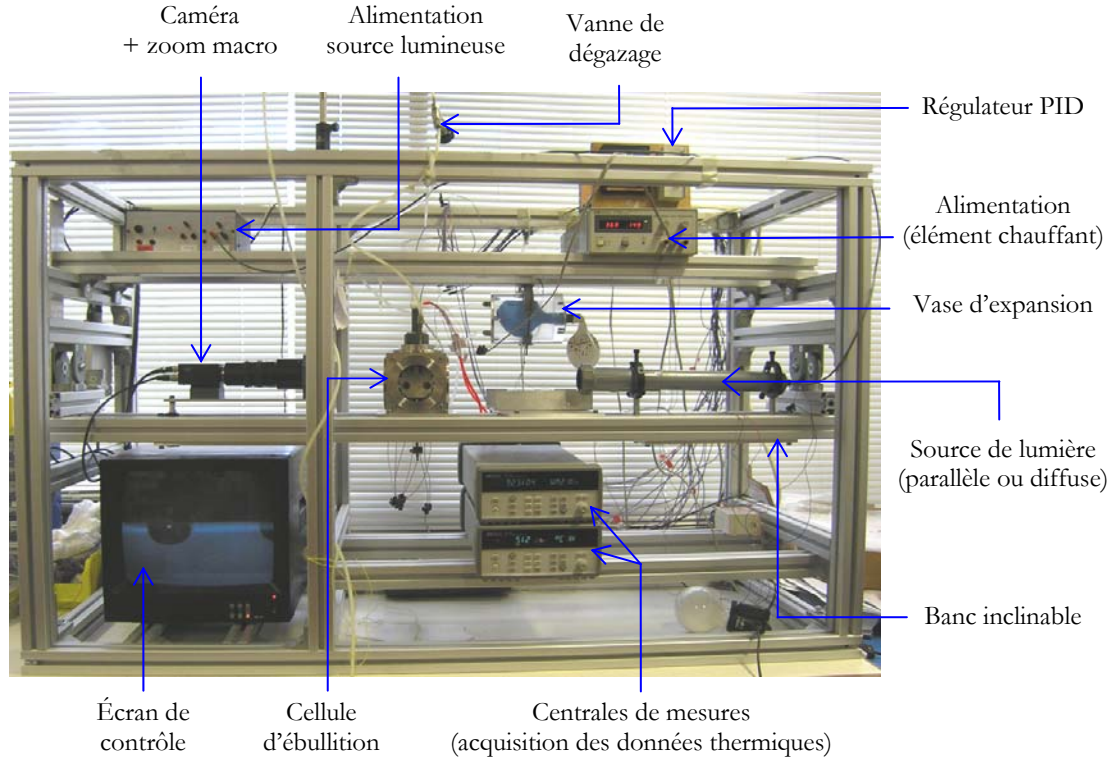


Figure III-4: Photo du montage expérimental

III-B-2- Cellule de test et instrumentation.

III-B-2-1- Description.

La cellule de test réalisée afin d'étudier l'ébullition nucléée est cubique, en acier inoxydable. Cette dernière a pour dimensions externes $110 \times 110 \times 120$ mm et un volume intérieur de 720 cm^3 . Elle est entièrement remplie avec le liquide test (Fluorinert FC-72). Une photo de la cellule de test est donnée en Figure III-5.

Les six faces de la cellule sont équipées de hublots modulaires et interchangeables de matériaux différents :

- ☞ Soit en Pyrex ou en Plexiglas, afin de réaliser la visualisation dans un plan vertical et/ou horizontal.

☞ Soit en acier inoxydable afin de supporter différents éléments et/ou instrumentations tels que :

- les entrées-sorties des phases liquide et vapeur reliées au vase d'expansion et à l'extérieur,
- les résistances chauffantes reliées à un régulateur PID,
- les capteurs de mesures (fluxmètrie, température),
- l'élément chauffant constitué de la paroi de nucléation avec son instrumentation spécifique : thermocouples, fluxmètre, résistance chauffante de taille variable générant la surchauffe à la paroi.

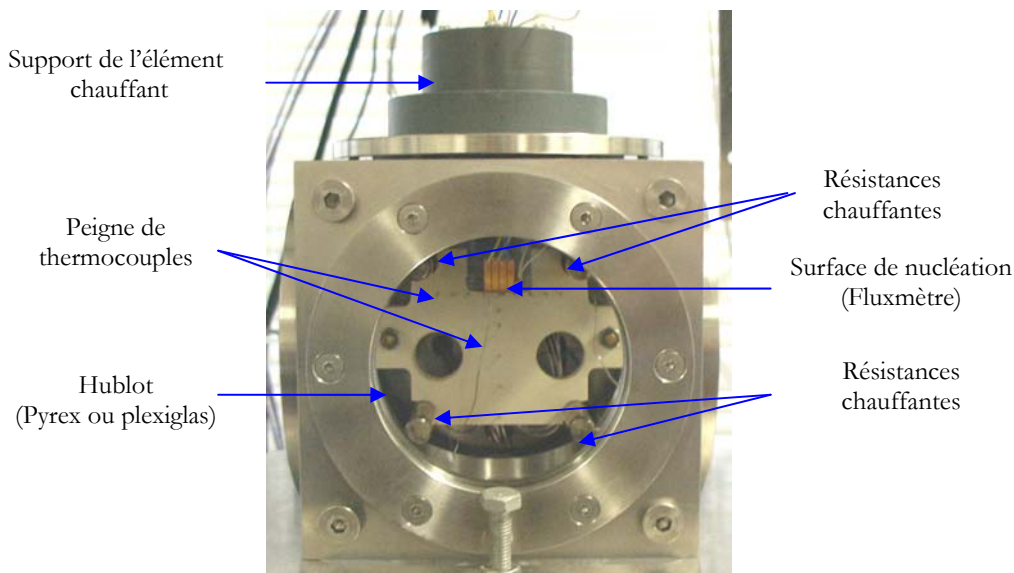


Figure III-5 : Photo de la cellule d'ébullition

III-B-2-2- Vase d'expansion et boucle fluide.

La cellule est reliée à une vanne connectée à l'extérieur ainsi qu'à un vase d'expansion. Étant donné le liquide utilisé, le montage de la boucle fluide et du vase d'expansion a été réalisé afin de répondre à deux critères importants : le dégazage du fluide et la pression de travail constante. En effet, comme indiqué dans le paragraphe III-A-2-3- et dans le Tableau III-2, le Fluorinert présente des inconvénients majeurs : sa densité varie beaucoup avec la température et il dissout des gaz incondensables.

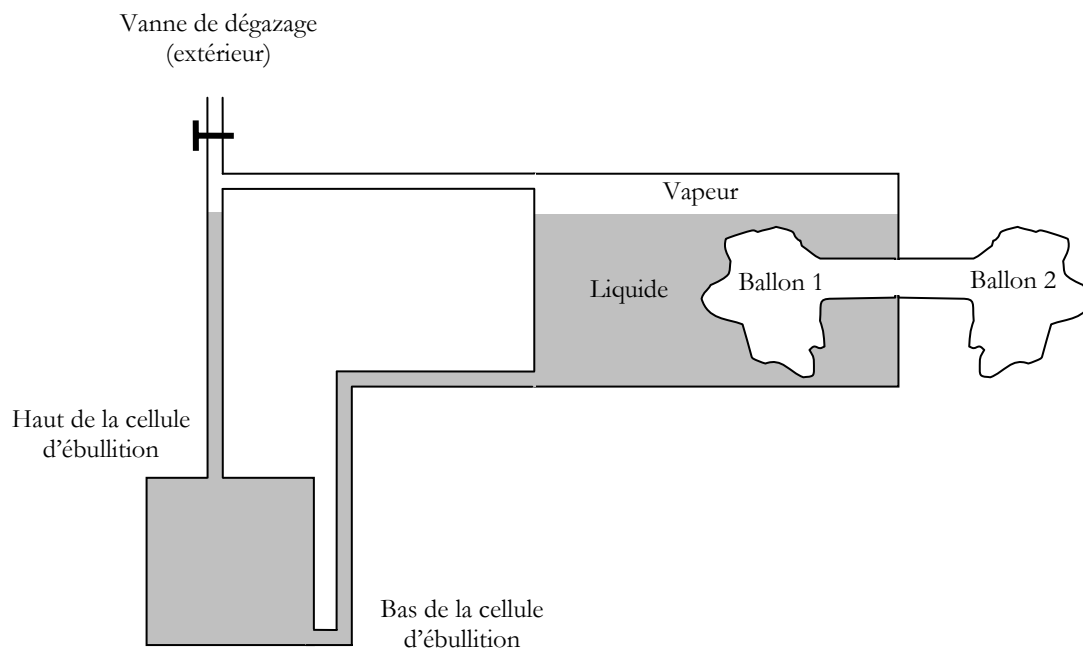


Figure III-6 : Vase d'expansion et boucle fluide.

☞ **Dégazage du liquide.** La présence d'incondensables au sein du liquide, d'une part entraîne une modification des propriétés (température de saturation, etc.), d'autre part peut modifier profondément les écoulements et les transferts de chaleur autour de la bulle, et cela indépendamment des conditions thermodynamiques (température et pression) comme cela sera montré au chapitre V. Ainsi, nous avons décidé pour nos expérimentations de nous intéresser à deux cas : le « cas d'école », avec un fluide dégazé, et le cas réel, avec un fluide non dégazé. Pour dégazer le liquide, celui-ci est porté à ébullition, et, en créant une surpression à l'aide des ballons, les incondensables sont évacués par la vanne reliée à l'extérieur. Le mode opératoire est décrit de manière plus complète dans la section III-B-3-

☞ **Travail dans la cellule à pression constante (volume variable).** Sur la gamme des températures étudiées, la masse volumique varie de manière conséquente (1688 kg.m^{-3} à 20°C , à 1596 kg.m^{-3} à 56°C), et à cela s'ajoute la production de vapeur, ce qui engendre d'importantes fluctuations de volume au cours des expériences. C'est pour cela qu'un vase d'expansion a été incorporé au montage : il permet de travailler en boucle étanche et fermée, et à pression constante puisque le volume du vase d'expansion varie librement. Les vases d'expansion souvent utilisés dans la littérature sont constitués de soufflets métalliques [KIM-1998], mais cela implique une variation de volume active asservie à une régulation en pression. Nous avons choisi une solution plus simple : le vase d'expansion a été réalisé en Plexiglas. La variation libre du volume est assurée par deux ballons en caoutchouc, l'un en contact avec le liquide, l'autre à l'air libre, et qui permettent de maintenir la pression constante. Le choix des ballons résulte du fait que nous voulions une membrane très souple et de taille suffisante afin de ne pas introduire de surpression mécanique (vérin hydraulique) ou élastique. Ces ballons ont été bien évidemment testés : ainsi, un ballon rempli de Fluorinert a été pesé jour après jour afin de déterminer la perte en masse. Sur trente jours, la perte massique totale est inférieure à 0,4%.

III-B-2-3- Régulation et température.

Au niveau du bain liquide, quatre résistances chauffantes, réparties de part et d'autre de l'élément chauffant (Cf. Figure III-5) permettent d'amener le liquide à la température de travail, c'est-à-dire à saturation ou à sous-saturation. Deux résistances sont disposées en partie basse, et deux autres en partie haute de la cellule. Le maintien et le contrôle en température du bain au cours des expérimentations sont assurés par un régulateur PID relié à un thermocouple placé dans le bain liquide. Les cartouches chauffantes, d'une puissance de 250 W (en 220V chacune), sont montées en série-parallèle afin d'assurer l'homogénéisation en température du liquide. En effet, pour maintenir le bain en température, les cartouches devant fournir le plus d'énergie sont celles du bas : elles sont donc montées en parallèle ; en revanche, les cartouches du haut doivent fournir nettement moins d'énergie et sont donc montées en série.

III-B-2-4- Élément chauffant.

Au cours de cette thèse différents types d'éléments chauffants ont été utilisés en fonction du phénomène à étudier, mais aussi en fonction de l'évolution des perspectives d'étude. Cette section présente les différents types d'éléments qui ont été utilisés :

☞ Élément plan simple,

☞ Élément plan instrumenté d'un fluxmètre (élément « original »).

Ces deux éléments sont « facilement » interchangeables de par leur développement commun. En effet, leur géométrie extérieure est identique : ils sont tous les deux de forme cylindrique, avec un diamètre extérieur de 20 mm, et la surface de nucléation a , dans les deux cas, la même dimension. Les différences majeures entre eux concernent le type de chauffage, le type d'instrumentation et la taille du site de nucléation. Une bride commune permet de les insérer par le haut de la cellule. Tous les deux ont la surface de nucléation positionnée quelques millimètres au-dessus du peigne de thermocouples (en général de 4,5 à 6 mm). Dans les deux cas, un générateur de courant délivre une puissance constante à la résistance électrique de l'élément chauffant.

III-B-2-4-i- Élément plan simple.

Cet élément est appelé « plan simple » de par sa conception sans instrumentation sophistiquée, contrairement au second élément.

☞ Description de l'élément : Un schéma de l'élément plan est donné en Figure III-7. La surface de nucléation est constituée d'une plaque de cuivre de 20 mm de diamètre. Le site de nucléation indenté mécaniquement au centre de la surface est cylindrique, de diamètre 0,8 mm. La surchauffe nécessaire à l'apparition du germe est assurée par une résistance chauffante cylindrique ($R=423\ \Omega$), dont la puissance est maintenue constante. Pour répartir

la chaleur de cette cartouche chauffante, celle-ci est encastrée à l'intérieur de tubes en cuivre. L'ensemble des tubes en cuivre est fermé à l'une de ses extrémités et soudé sur la surface de nucléation.

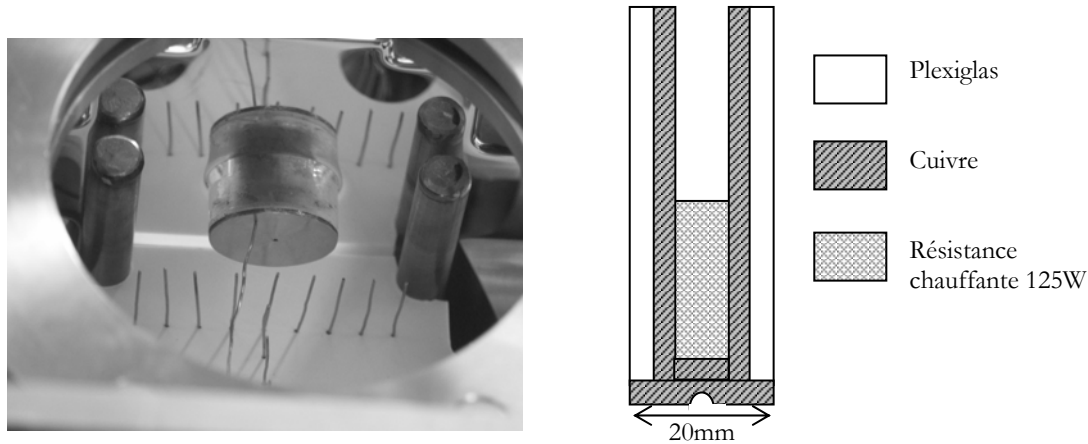


Figure III-7 : Photo et schéma descriptif de l'élément plan simple

☞ Type d'étude, restrictions et avantages : cet élément a permis d'avoir accès aux premières visualisations des instabilités convectives autour de la bulle de vapeur (et de déterminer leur seuil de déclenchement) avec des sous-refroidissements importants et des surchauffes importantes.

- Avantages : avec cet élément, les bulles obtenues sont de grande taille. De plus, la résistance chauffante est d'une puissance suffisante pour créer des bulles de vapeur à des sous-refroidissements de 30°C.
- Inconvénient : aucune mesure thermique n'est possible. Une sonde platine PT100 a été collée en surface afin d'avoir une estimation de la température de surface, mais la mesure ainsi réalisée n'est pas vraiment fiable (la mesure prend en compte la température du bain liquide et, à de forts sous-refroidissements, l'erreur induite sur la mesure n'est pas négligeable).

Ainsi, cet élément ne permettant pas d'avoir accès à des résultats quantitatifs, un élément instrumenté a été mis en oeuvre.

III-B-2-4-ii- Éléments plan instrumentés d'un fluxmètre.

Ce deuxième élément constitue un élément original, par rapport à ceux rencontrés dans la littérature, de par sa conception intégrant un fluxmètre thermique (lieu de la croissance de la bulle unique).

☞ Description de l'élément : cet élément se compose cette fois-ci d'une résistance chauffante plate (26,1 Ω) et d'un capteur thermique (fluxmètre) instrumenté par 7 thermocouples de type T. Le fluxmètre utilisé est soit « classique » (20 mm de diamètre,

sensibilité de $1,15 \mu\text{V.W}^{-1}.\text{m}^2$), soit concentrique (sensibilité du fluxmètre central de 10 mm de diamètre : $0,44 \mu\text{V.W}^{-1}.\text{m}^2$, sensibilité du fluxmètre périphérique de 20 mm de diamètre : $1,63 \mu\text{V.W}^{-1}.\text{m}^2$). Les fluxmètres utilisés ont été réalisés par l'entreprise CAPTEC conformément à nos plans. Les Figure III-8 et Figure III-9 donnent un descriptif de l'élément chauffant plan instrumenté ainsi qu'une photo de ce dernier avec le détail de la localisation des thermocouples sous la surface de nucléation. Le fluxmètre instrumenté est présenté plus en détail dans la section III-C-1-. La surface de nucléation a un diamètre de 20 mm et, dans la configuration adoptée, le germe de vapeur, créé sous l'élément, est localisé au centre de cette surface sur une cavité artificielle conique obtenue par indentation mécanique ($\varnothing=250 \mu\text{m}$, angle au sommet= 45°). La taille et la géométrie de ce nouveau site ont été choisies expérimentalement suite à une série de tests réalisés avec des sites de tailles différentes. De plus, l'angle au sommet a aussi été choisi en tenant compte des conditions de stabilité des embryons de vapeur (Cf. chapitre I et ANNEXE B). La surchauffe nécessaire à l'apparition du germe est assurée par une résistance chauffante fixée sur la face non immergée du fluxmètre, et dont la puissance est maintenue constante à la valeur choisie.

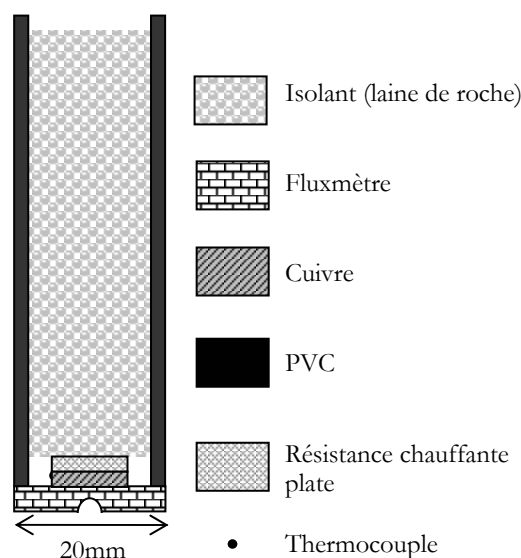


Figure III-8 : Descriptif de l'élément plan instrumenté d'un fluxmètre.

☞ Type d'étude, restrictions et avantages : cet élément permet d'accéder aux variations temporelles du flux de chaleur associé à la croissance de la bulle, et aux variations de température localisées en certains points de la surface.

- Avantage : contrairement à l'élément précédent, des mesures thermiques sont possibles.
- Inconvénient : les puissances fournies par la résistance plate sont nettement inférieures à celles obtenues avec l'élément précédent. La gamme de travail en terme de sous-refroidissements (sous-refroidissement maximal : $\Delta T_{\text{sub}} = 10^\circ\text{C}$) et de puissances de chauffe (Puissance maximale : $P_c = 1 \text{ W}$), est ainsi moins étendue que celle obtenue avec l'autre élément (jusqu'à $\Delta T_{\text{sub}} = 30^\circ\text{C}$ et $P_c = 3 \text{ W}$). Cette limitation

est essentiellement due à un risque de détérioration du fluxmètre à des températures, et donc à des puissances de chauffe trop élevées.

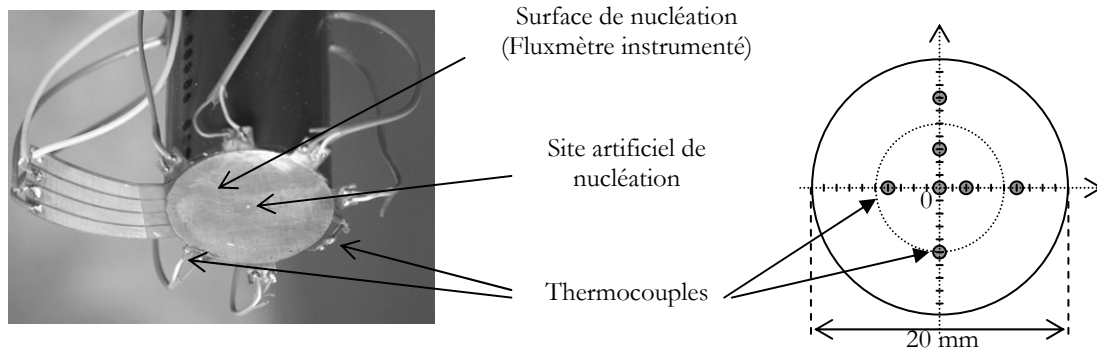


Figure III-9 : Photo de l'élément chauffant plan instrumenté et emplacement des thermocouples.

III-B-3- Protocole expérimental.

Deux protocoles expérimentaux sont menés, selon que l'on travaille en non dégazé ou en dégazé :

☞ Travail en non dégazé : dans ces conditions de travail le protocole est simple. Il s'agit simplement de remplir totalement la cellule de test avec du liquide. Le liquide étant froid (température ambiante), lorsque l'on chauffera, il se dilatera. Il faut donc que le ballon à l'intérieur du vase d'expansion soit gonflé, et que celui de l'extérieur soit au contraire dégonflé afin d'absorber l'augmentation de volume du liquide. L'air est expulsé en créant une surpression à l'aide du ballon extérieur, et la boucle fluide est totalement remplie de liquide. La vanne reliée à l'extérieur est alors fermée, et le liquide peut être amené à température de travail en imposant une valeur de consigne au régulateur. La bulle de vapeur est ensuite générée en créant une surchauffe importante (créneau de puissance) au niveau de la surface de nucléation. Une fois l'ébullition nucléée déclenchée, le niveau de puissance de chauffe peut être diminué (il faut en effet fournir une puissance de chauffe plus élevée que la puissance de chauffe de travail pour déclencher la nucléation).

☞ Travail en dégazé : comme cela a été évoqué précédemment, le Fluorinert nécessite un dégazage afin de s'affranchir au mieux de la présence d'incondensables. Plusieurs possibilités de dégazage existent mais les plus efficaces sont difficilement applicables à notre expérience. En tant que méthode simple de dégazage, il est possible d'utiliser une pompe à vide afin d'abaisser la pression de saturation dans la cellule. Nous avons préféré

travailler à pression atmosphérique et dégazer le fluide en le portant à ébullition. Le protocole expérimental est le suivant : la cellule est remplie avec le liquide test, qui est porté à ébullition en mettant en consigne du régulateur une température supérieure à la température de saturation du liquide à pression atmosphérique. Régulièrement, en appliquant des surpressions légères à l'aide du vase d'expansion, la phase vapeur est évacuée par la vanne de dégazage reliée à l'extérieur. Le dégazage se poursuit sur plusieurs jours jusqu'à ce que la température du liquide mesurée dans la cellule atteigne la température de saturation. Le fait de répéter ce processus sur plusieurs jours permet au liquide d'être laissé au repos durant la nuit et donc d'avoir des incondensables qui ne sont pas localisés en un point du liquide (diffusion dans le liquide). Il est à noter que nous ne disposons pas de moyen de mesure du taux d'incondensables. Pour cela il nous faudrait avoir accès aux volumes et utiliser les lois de Raoult et Henry. Même après ce dégazage poussé, le liquide contient certainement des traces d'incondensables mais en quantités suffisamment réduites pour que l'effet sur les propriétés thermo-physiques du liquide soit négligeable. Ce point sera précisé par la suite. Une fois la température de saturation à pression atmosphérique (56,6°C) atteinte dans le liquide, la vanne reliée à l'extérieur est fermée. La bulle de vapeur est générée comme précédemment en créant une surchauffe importante au niveau de l'élément chauffant. Lorsque le liquide est dégazé au mieux, pour une même température de liquide, la puissance à fournir pour le déclenchement de l'ébullition est nettement plus élevée que lorsque le liquide n'est pas dégazé. Ainsi, il est difficile de travailler à des sous-refroidissements importants avec l'élément chauffant instrumenté.

III-C- Techniques de mesures et traitement.

III-C-1- Mesures thermiques.

Les mesures thermiques sont de différentes natures : température et flux. Le premier type de mesures est effectué afin de connaître la température du bain liquide. Il s'agit en fait d'une mesure de contrôle. Le deuxième type de mesure concerne la température de surface et est assuré par un fluxmètre instrumenté afin de quantifier et caractériser le phénomène d'ébullition en surface. Enfin, le dernier type de mesure correspond à des mesures de flux à l'aide du fluxmètre thermique et du dépouillement optique. Les diverses mesures thermiques (flux, températures) sont effectuées par deux centrales HP-34970A avec une fréquence d'échantillonnage optimale de 20 Hz. L'une des centrales effectue l'acquisition de la température du bain liquide délivrée par le « peigne » de thermocouples (Figure III-10). La seconde centrale relève les signaux délivrés par le fluxmètre, à savoir la densité de flux et les températures des sept thermocouples de surface. En fonction des mesures réalisées, la configuration de ces deux centrales est adaptée (configuration des voies, optimisation du temps d'échantillonnage). Les mesures de température sont délivrées à 0,1°C près. Cependant, d'une expérience à une autre, la température du bain liquide n'est pas contrôlée à cette précision-là (en général elle est, pour le cas le plus défavorable, de l'ordre de 0,6°C). Ainsi, par la suite, tous les résultats en température sont donnés avec l'incertitude découlant de l'écart type entre les différentes températures correspondant aux expériences.

III-C-1-1- Température du liquide.

III-C-1-1-i- Température du bain liquide.

Un ensemble de thermocouples montés sur un support en PVC permet de réaliser la mesure de la température en différents points du bain liquide. Une photo de ce « peigne » de thermocouple est donnée en Figure III-10. Associé à cette photo, un schéma détaille l'emplacement horizontal et vertical des thermocouples, numérotés sur ce schéma de 1 à 14.

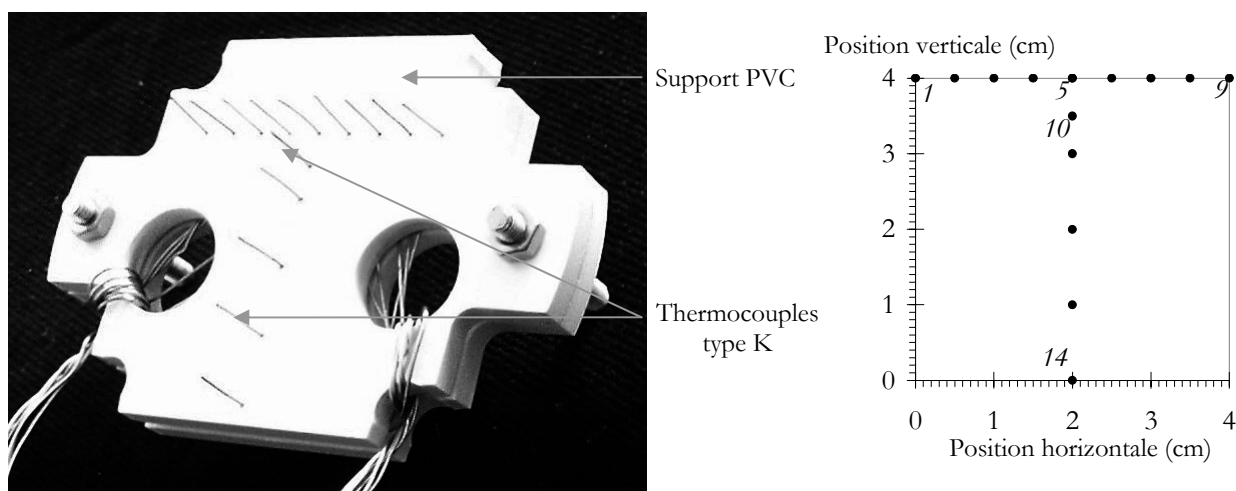


Figure III-10 : Peigne de thermocouples et répartition spatiale des thermocouples sur le support.

Ainsi, la répartition en température du bain liquide a pu être déterminée : deux exemples, pour deux sous-refroidissements (8 et 14°C) sont donnés en Figure III-11. Sur cette figure, les numéros sur le graphique correspondent aux numéros des thermocouples considérés donnés en Figure III-10. On constate que la température est relativement homogène sur la ligne horizontale et que la stratification thermique dans le bain liquide est faible jusqu'à une hauteur de 3,5 cm (distance entre les thermocouples de la ligne du haut et le thermocouple N°13). Le niveau de sous-refroidissement donné ici est défini à partir de la température du rang horizontal de thermocouples.

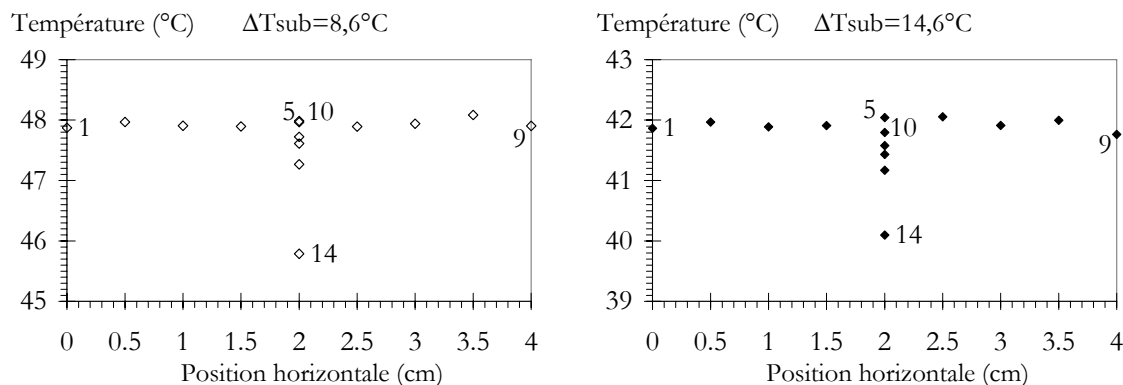


Figure III-11 : Répartition de la température dans le liquide pour deux sous-refroidissements (14,6 et 8,6 °C). [BARTHES-2004-a]

III-C-1-1-ii- Mise en température du bain liquide.

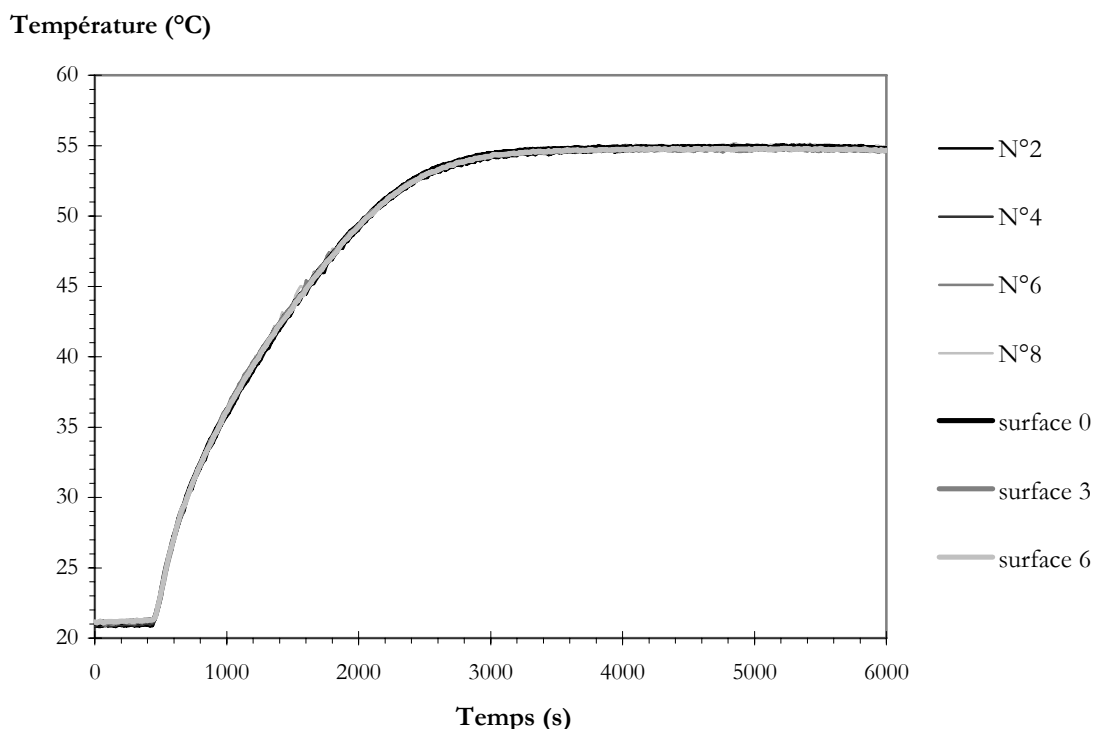


Figure III-12 : Montée en température du bain liquide depuis la température ambiante. Consigne du régulateur : 56°C.

La Figure III-12 représente la montée en température du bain liquide pour une consigne de 56°C depuis la température ambiante. L'élément chauffant n'est pas en fonctionnement à ce moment-là. Les mesures représentées sont celles délivrées par les thermocouples 2, 4, 6, et 8 du peigne de thermocouples (Cf. Figure III-10) et par les thermocouples en position 0, 3 et 6 du fluxmètre (températures de surface, Cf. Figure III-14). La température du bain est atteinte au bout d'environ 3000 s. On constate par ailleurs que, même en régime transitoire, la température est très homogène dans le liquide au niveau de la zone d'étude.

III-C-1-2- Température de surface et flux de chaleur.

III-C-1-2-i- Principe du fluxmètre.

Le fluxmètre thermique utilisé est un fluxmètre à gradient tangentiel de température : la mesure consiste en l'utilisation du gradient de température engendré dans un milieu lors de la propagation d'un flux thermique. Un fluxmètre se compose d'une succession en série de multiples jonctions réalisées entre deux métaux de pouvoir thermoélectrique différent (ici, cuivre constantan) et disposées sur un support isolant. La composante tangentielle du gradient de

température est induite par un découpage dissymétrique des métaux, ce qui engendre une distorsion des lignes de flux. L'apparition de ce gradient tangentiel de température fait apparaître une force électromotrice aux bornes de chaque jonction : la force électromotrice étant une fonction linéaire du flux traversant le fluxmètre, la connaissance de la sensibilité du fluxmètre (fonction du nombre de jonctions et donc de la taille du fluxmètre et de la finesse des gravures) permet de remonter à la densité de flux. Un schéma d'une coupe de fluxmètre est donné en Figure III-13.

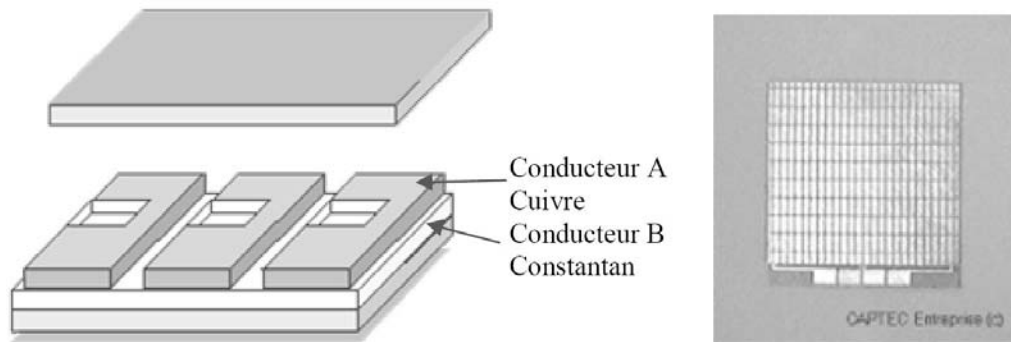


Figure III-13 : Composition et coupe d'un fluxmètre thermique à gradient tangentiel

III-C-1-2-ii- Mesures de la température de surface.

Les fluxmètres utilisés sont de deux types :

- ☞ Classique, de 20 mm de diamètre
- ☞ Concentrique (diamètre total de 20 mm) c'est-à-dire ici composé de deux fluxmètres : un central de 10 mm de diamètre et un périphérique de 20 mm de diamètre.

Ces fluxmètres correspondent à une commande particulière (d'après nos plans) réalisée par l'entreprise CAPTEC. Les 7 thermocouples ont été repérés et placés par leur soins sous une plaque de cuivre de 50 microns sur laquelle a lieu la nucléation. La Figure III-14 donne une représentation de la répartition spatiale des thermocouples du fluxmètre. Les paires de fils en périphérie correspondent à la connectique de ces thermocouples. Nous avons choisi une répartition des thermocouples en « escargot » ce qui nous permet d'avoir les températures en différents points de la surface (loin de la bulle) ainsi que juste en dessous du site de nucléation (position centrale) et sur la trajectoire de glisse de la bulle (suivant un des axes).

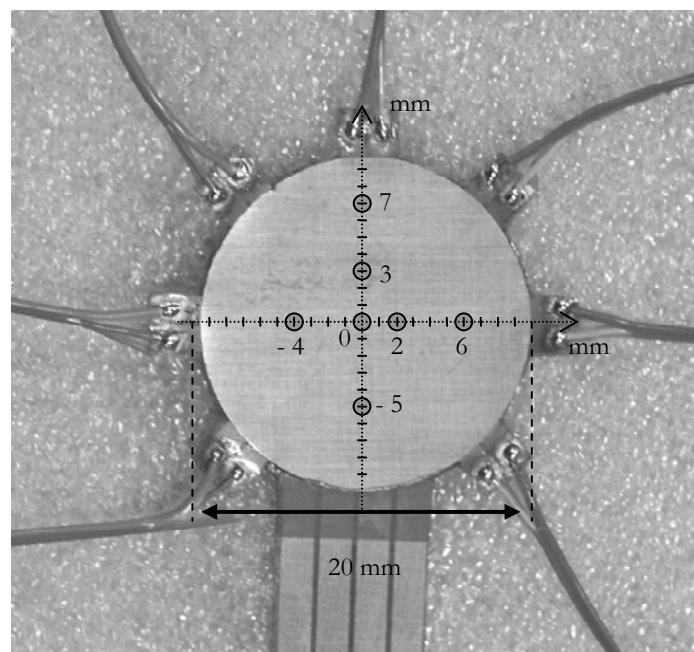


Figure III-14 : Représentation de la répartition spatiale des thermocouples sur le fluxmètre.

III-C-1-2-iii- Mesures de flux.

Les mesures de flux sont réalisées à l'aide de l'un des fluxmètres instrumentés présentés en Figure III-14. La nappe en périphérie (bas du capteur) correspond à la connectique de ce fluxmètre. Cette nappe contient quatre pistes car le fluxmètre instrumenté sur cette photographie est concentrique (c'est-à-dire constitué de deux zones concentriques de détection). Ceci permet ainsi de réaliser soit des mesures sur une zone privilégiée soit sur la totalité du fluxmètre (diamètre 20 mm) sachant que la dimension de la zone centrale correspond à la taille de la résistance chauffante plate positionnée au-dessus (diamètre 10 mm). Les sensibilités des différents fluxmètres utilisés sont de l'ordre de $1,1 \mu\text{V} \cdot \text{W}^{-1} \cdot \text{m}^2$ (suivant le type de fluxmètre utilisé, Cf. section III-C-1-2-ii- pour les sensibilités exactes). Le signal délivré par le fluxmètre est en fait une tension. Connaissant la sensibilité, on peut programmer la centrale d'acquisition qui délivre alors un signal en densité de flux ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$). Grâce au logiciel d'acquisition Agilent Benchlink, le signal est enregistré dans un fichier texte, qu'il suffit ensuite d'ouvrir sous Excel pour le traitement. Pour obtenir le flux (W), il suffit de multiplier la valeur de la densité de flux par l'aire de la surface du fluxmètre.

☞ Détermination des pertes thermiques : mesures de flux à vide. Le fluxmètre permet aussi de déterminer les pertes. En effet, les pertes par convection et conduction (le long du support de l'élément chauffant) sont déterminées en réalisant un bilan thermique simple : la puissance fournie par la résistance chauffante au niveau de l'élément est comparée à la puissance mesurée par le fluxmètre en l'absence de bulle. Expérimentalement, les pertes thermiques sont finalement peu dépendantes du niveau de sous-refroidissement et de la puissance de chauffe : elles restent comprises entre 35% et 45 %.

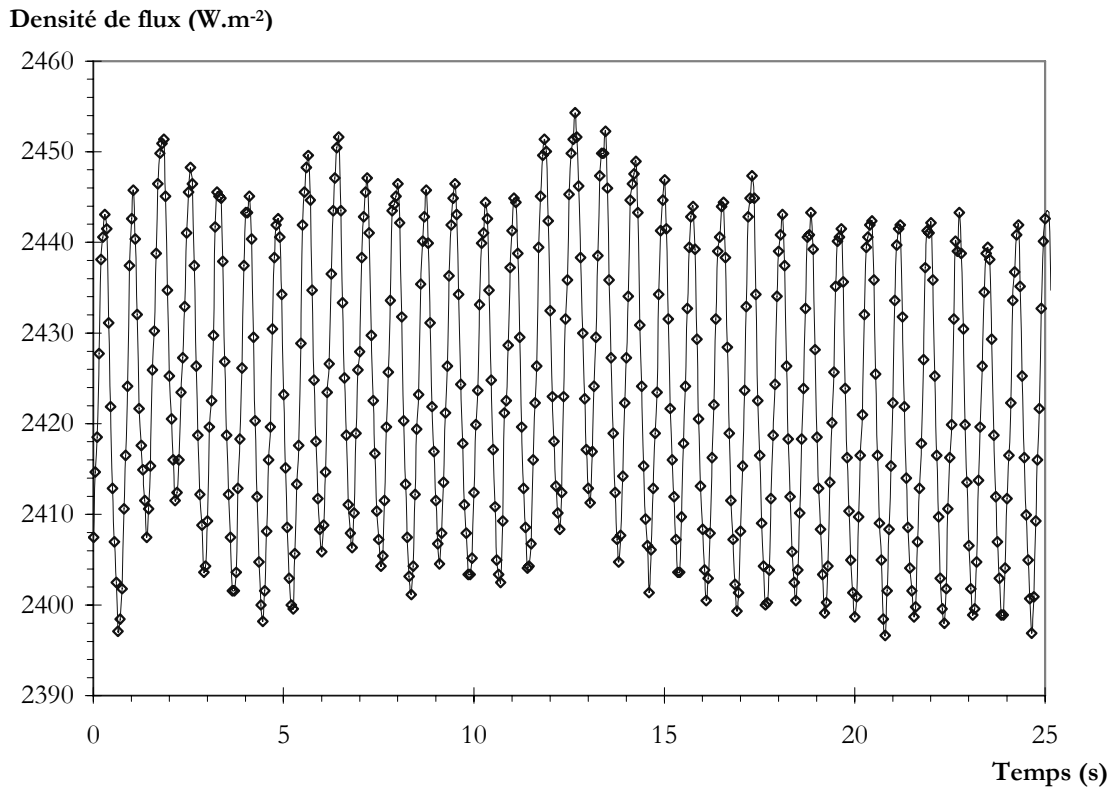


Figure III-15 : Signal délivré par le fluxmètre. $\Delta T_{\text{sub}}=8,8^{\circ}\text{C}$, $P_c=734 \text{ mW}$.

☞ Flux en présence d'une bulle. La mesure de flux délivrée par le fluxmètre reste une mesure globale, car le flux est intégré sur les zones de détection du capteur (de taille supérieure à celle de la bulle). Ainsi le flux total mesuré prend en compte non seulement le changement d'état, mais aussi la conduction et la convection dans le liquide. Malgré ce type de mesure global, le fluxmètre détecte nettement l'influence du cycle de croissance de la bulle (signal périodique), comme on peut le voir sur la Figure III-15. Par conséquent, il s'avère être un bon moyen technologique de détermination des transferts de chaleur induits par la croissance d'une bulle et, simultanément, de détermination de la périodicité liée à cette croissance. Ceci est discuté par la suite.

A ces mesures de flux thermique viennent s'ajouter d'autres mesures de flux par une autre méthode. A partir de mesures optiques et du traitement d'images qui en découle, les flux nets de changement d'état peuvent être calculés. Ceci est présenté dans la partie suivante.

III-C-1-3- Traitement des mesures thermiques.

Les signaux de flux étant périodiques, un petit programme développé sous LabVIEW permet de réaliser une transformée de Fourier du signal et d'obtenir ainsi le spectre de puissance du signal. La Figure III-16 donne un exemple du type de spectre obtenu après traitement. Ce spectre est

propre. On constate la présence d'un seul pic de fréquence. Cette fréquence correspond en fait à la fréquence d'émission des bulles de vapeur. Ceci sera argumenté dans le chapitre IV (synchronisation du signal du fluxmètre avec enregistrement vidéo de la croissance de la bulle).

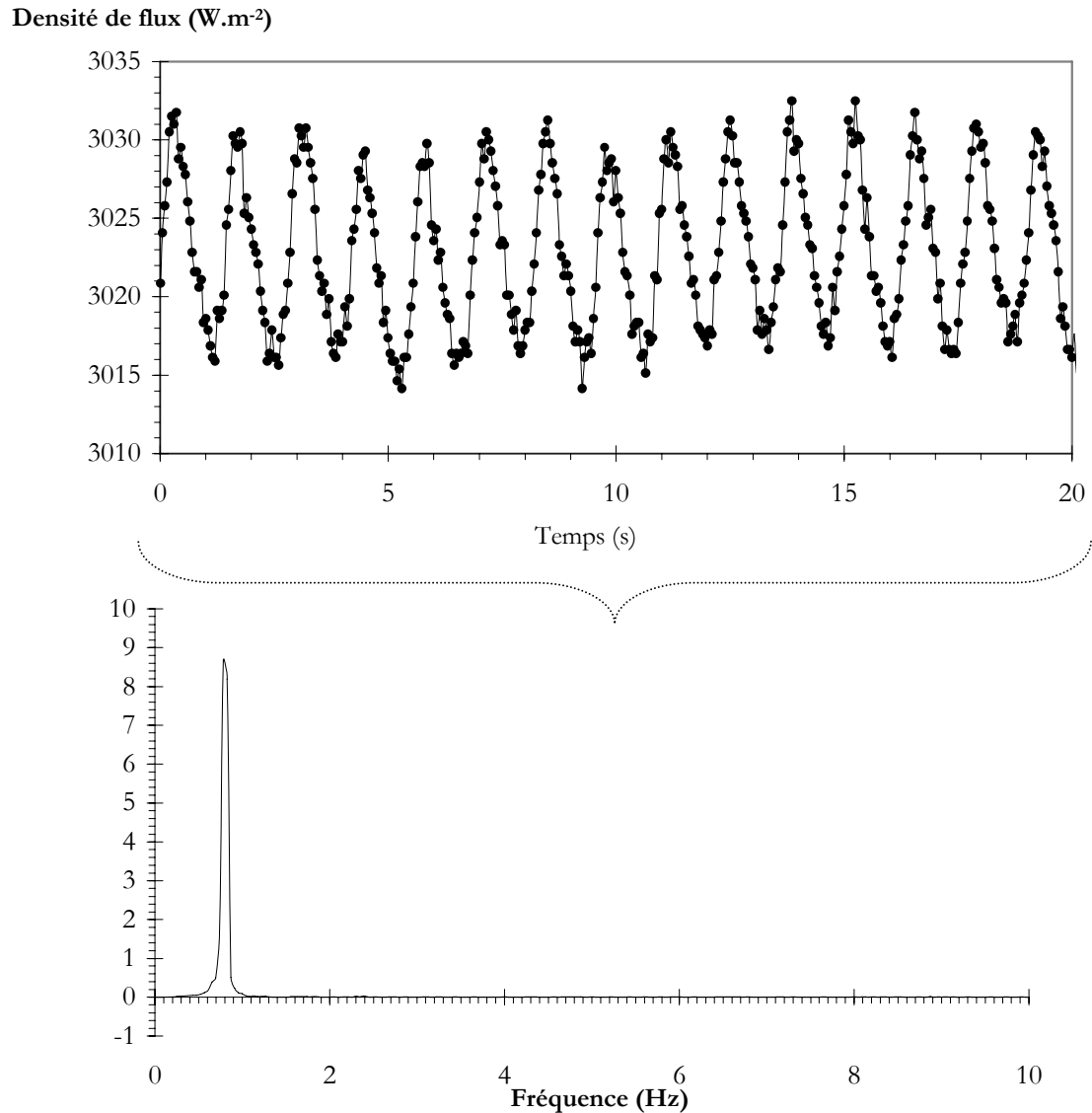


Figure III-16 : Signal obtenu par le fluxmètre et résultat après traitement. $\Delta T_{\text{sub}} = 5,6 \pm 0,1^\circ\text{C}$; $P_c = 555\text{mW}$.

III-C-2- Mesures optiques.

Le dispositif optique a été développé dans le but de déterminer différents paramètres géométriques de la bulle au cours de sa croissance. Il se compose d'un ensemble optique dédié à

la visualisation et à l'acquisition vidéo, et d'un ensemble logiciel dédié au traitement d'images, réalisé en différé.

III-C-2-1- Visualisation et acquisition du phénomène.

La visualisation de la bulle au cours de sa croissance et des écoulements engendrés au voisinage de l'interface est réalisée uniquement dans un plan vertical. Le système de visualisation est placé sur le rail métallique inclinable supportant la cellule. Ce système est constitué :

- ☞ d'un côté de la cellule d'une caméra vidéo noir et blanc, analogique, 25 images/s (CV-M50, JAI), équipée d'un capteur CCD 1/2" et couplée à un zoom macro focale 18-108 mm
- ☞ de l'autre côté de la cellule d'un système d'éclairage qui varie selon l'objectif souhaité.

Dans le cas de l'étude de l'apparition des instabilités convectives, un faisceau de lumière parallèle a été utilisé afin de travailler par ombroscopie (Cf. . ANNEXE D) et a, dans certains cas, été couplé à de l'ensemencement de particules traceuses de carbone. Cependant, les surchauffes au niveau de la surface de nucléation peuvent être importantes et donc, le gradient thermique est élevé au voisinage de cette surface : le faisceau parallèle est fortement dévié verticalement et il s'ensuit une déformation optique conséquente, les bulles de vapeur apparaissant cylindriques. Afin de minimiser ces problèmes optiques liés au gradient d'indice dans le fluide (effet de mirages, présenté en ANNEXE E), un autre type d'éclairage a été utilisé pour réaliser le suivi de l'évolution des paramètres géométriques de la bulle (diamètre, volume, contour, hauteur...). La source lumineuse n'était plus parallèle, un écran diffuseur a été placé devant la source lumineuse afin que celle-ci soit aussi diffuse que possible.

L'ensemble caméra+zoom macro est relié à la fois à un moniteur afin d'effectuer un contrôle, et surtout à une carte d'acquisition Pinnacle afin d'enregistrer les séquences sur un ordinateur. L'acquisition est effectuée en 256 niveaux de gris (8 bits)

III-C-2-2- Traitement vidéo.

Le traitement d'images est réalisé en différé. Il a été développé dans le but de déterminer l'évolution temporelle de différents paramètres géométriques bruts caractérisant la bulle au cours de sa croissance à savoir :

- ☞ le diamètre maximal
- ☞ le diamètre de mouillage
- ☞ la hauteur
- ☞ le volume

Il sert par ailleurs à déterminer de façon indirecte la cinétique de croissance et le flux net d'évaporation, qui sont liés à la variation temporelle du volume de la bulle.

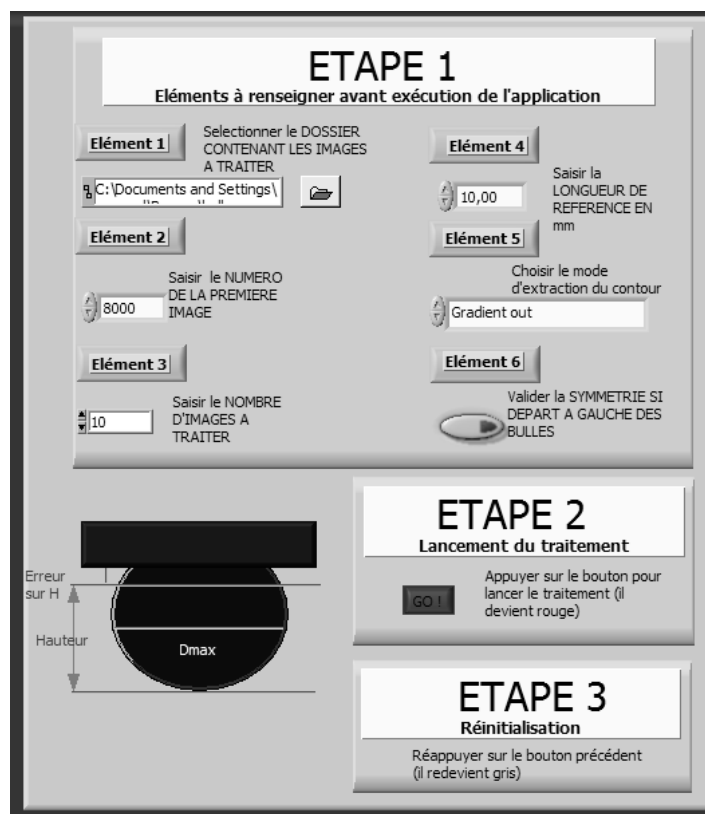


Figure III-17 : façade du logiciel de traitement d'images.

Ce traitement d'images est développé sous LabVIEW couplé à IMAQ Vision. Grâce à Blaze MediaConvert le fichier vidéo acquis avec la carte d'acquisition est décompacté au format jpeg. Après avoir entré diverses informations (cf. Figure III-17 : chemin du fichier à traiter, nombre d'images, longueur de référence ...), le traitement d'images débute par une série d'étapes manuelles :

☞ **Choix d'une image de référence** : la première étape du traitement d'images permet d'établir la correspondance entre un pixel et les dimensions réelles en mm à partir d'une image de référence. Cette image de référence correspond à une image extraite de la première partie du film vidéo réalisée en lumière parallèle avec une mire placée au niveau d'une face de la cellule. Cette mire, placée sur un hublot, est en plexiglas usiné avec des lignes verticales parallèles de 2,5 mm d'écartement. L'erreur relative liée à la calibration (conversion des pixels en mm) est, dans le cas le plus défavorable, de l'ordre de 5%.

☞ **Choix de la zone d'intérêt** : la seconde étape permet de définir la zone d'étude où aura lieu le traitement à partir d'une image dans laquelle la bulle est de taille maximale. Elle consiste à « tracer » un rectangle autour de la bulle. Cette étape est effectuée afin d'optimiser le temps de traitement en minimisant la taille de la zone d'intérêt (maximale en

fin de croissance de la bulle). Cette image est extraite de la seconde partie du film vidéo réalisée en lumière diffuse dans les mêmes conditions de réglages optiques que précédemment.

☞ Choix de la ligne de base : l'étape suivante permet de définir la ligne de base « réelle ». En fonction des conditions thermiques, un effet de mirage optique suivant la verticale peut apparaître (Cf. ANNEXE E). La ligne de base apparente (ligne supérieure de la zone d'intérêt) ne correspond alors plus à la ligne de base réelle. Cette étape permet donc de corriger l'erreur sur les paramètres géométriques, induite par le gradient de température vertical. L'erreur sur l'estimation de la hauteur liée à l'effet de Mirage est, dans nos conditions opératoires, d'environ 150 microns (Cf. Chapitre IV et ANNEXE E).

☞ Seuillage : la dernière étape manuelle permet de déterminer le seuil pour digitaliser l'image. Elle consiste à tracer une ligne de part et d'autre de la bulle. Une analyse de l'intensité de chaque pixel constituant cette ligne est effectuée. L'intensité peut varier entre 0 et 255 niveaux de gris. En fonction de l'amplitude de l'intensité des pixels sélectionnés, le seuil est défini (Figure III-18). A partir de cette information, l'image est alors digitalisée.

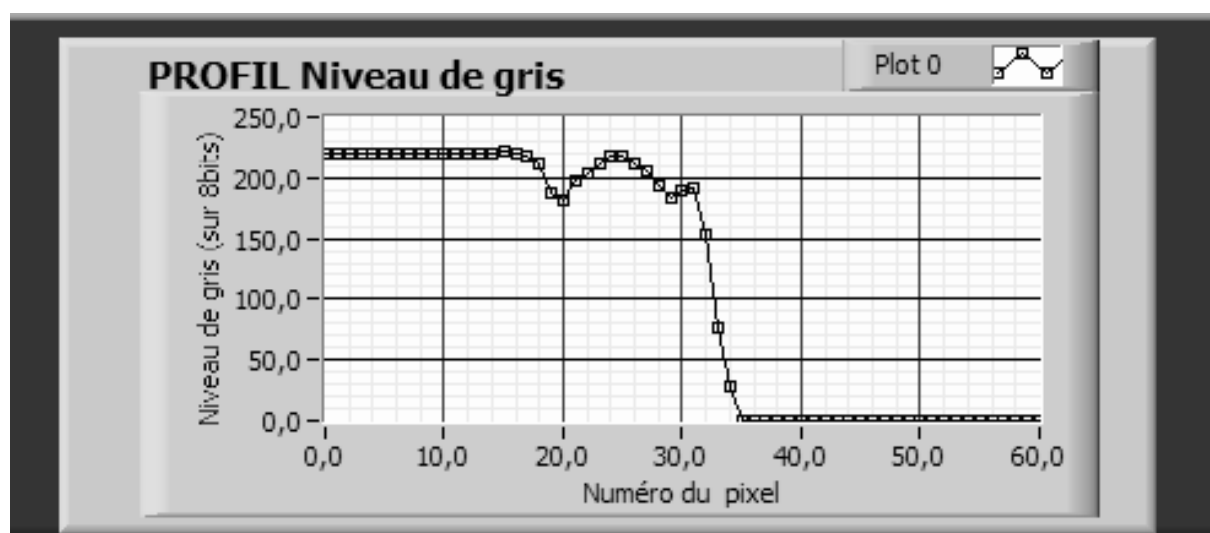


Figure III-18 : exemple de seuillage réalisé par le logiciel

Ces étapes terminées, le traitement automatique est lancé sur toutes les images constituant le fichier source. Le logiciel donne une visualisation en direct des contours, hauteurs et diamètres obtenus (Figure III-19). Ce traitement utilise des fonctions prédéfinies qui traitent la bulle comme une particule (IMAQ RemoveParticle.vi, IMAQ FillHole.vi)

☞ Une première série de fonctions (IMAQ BasicParticle.vi, IMAQ ComplexParticle.vi) permet de déterminer les grandeurs caractéristiques linéaires de la bulle (hauteur, diamètre maximal, diamètre de mouillage, centre de gravité) et par décompte de pixels, les grandeurs surfaciques (aire de la bulle dans la plan vertical) et volumique, par intégration et avec l'hypothèse que la bulle est de révolution, autour d'un axe vertical..

Une autre série de fonction (IMAQ Morphology.vi, IMAQ GetPointsOnContour.vi) permet de déterminer les coordonnées du contour de la bulle.

Le traitement terminé, deux fichiers (un pour les paramètres géométriques linéaires, surfacique et volumique ; l'autre pour le contour) sont générés.

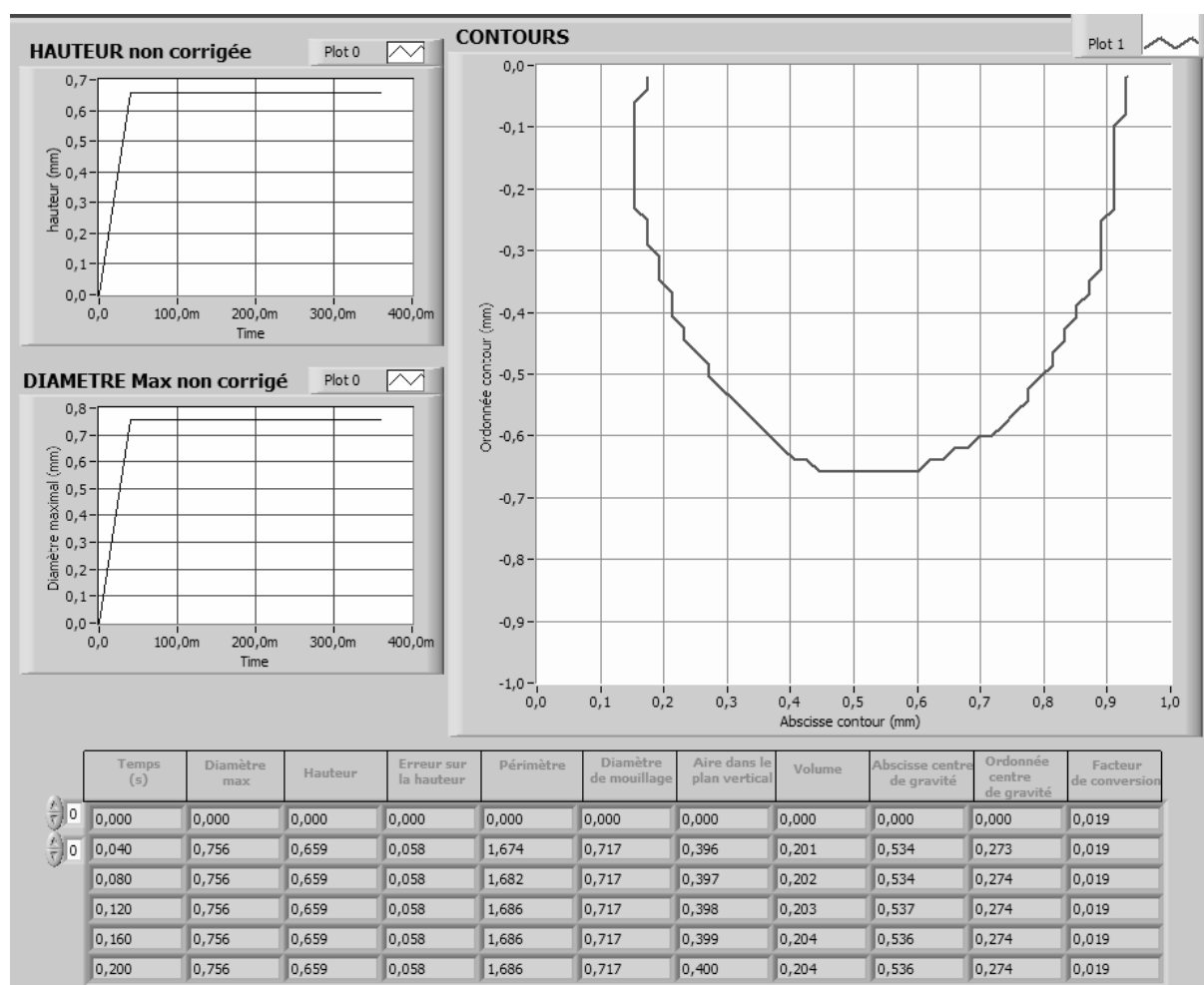


Figure III-19 : exemple du traitement d'une image : contour, hauteur et diamètre associés.

Des exemples de traitement d'images sont donnés ci-après pour un sous-refroidissement de $8,4 \pm 0,1^\circ\text{C}$ et une puissance de chauffe de 655 mW : le contour de la bulle associé aux images et ce, pour différents pas de temps, est donné en Figure III-20. Les évolutions du diamètre maximal de la bulle, de la hauteur et du volume (correspondant au fichier dont sont extraites les images de la Figure III-20) sont données respectivement en Figure III-21, Figure III-22 et Figure III-23.

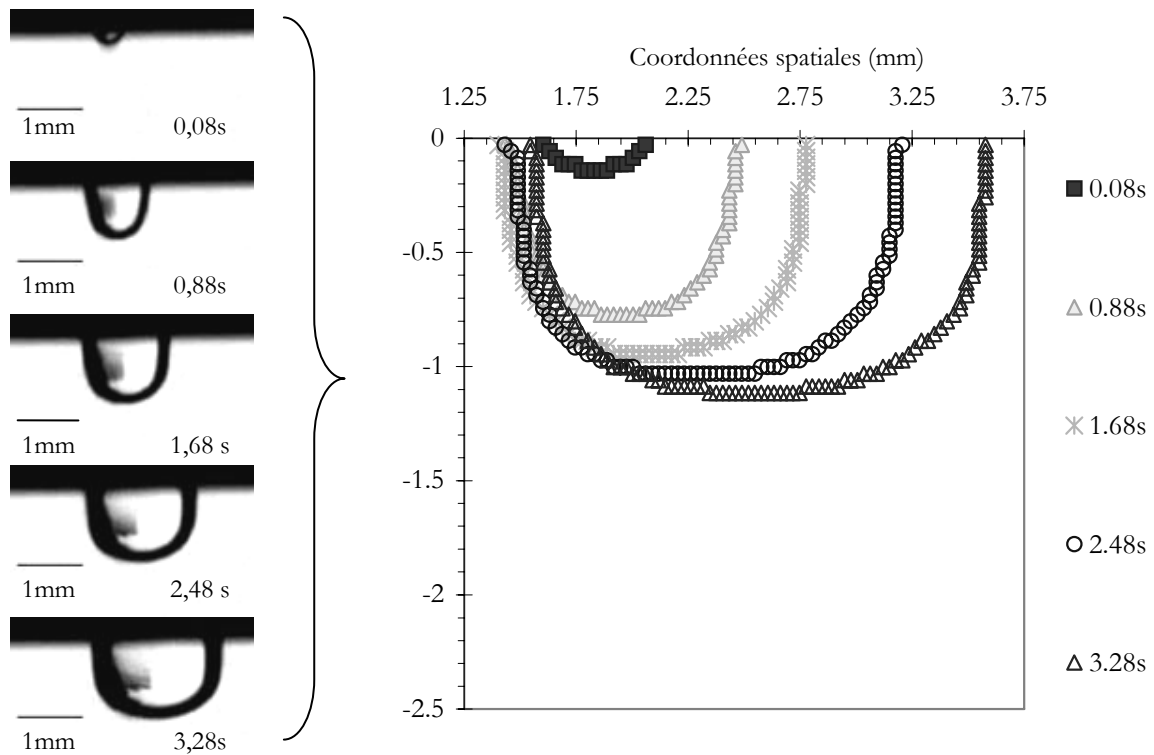


Figure III-20 : Exemple de contour obtenu à partir du traitement d'images. $\Delta T_{\text{sub}} = 8,4 \pm 0,1^\circ\text{C}$, $P_c = 655 \text{ mW}$.

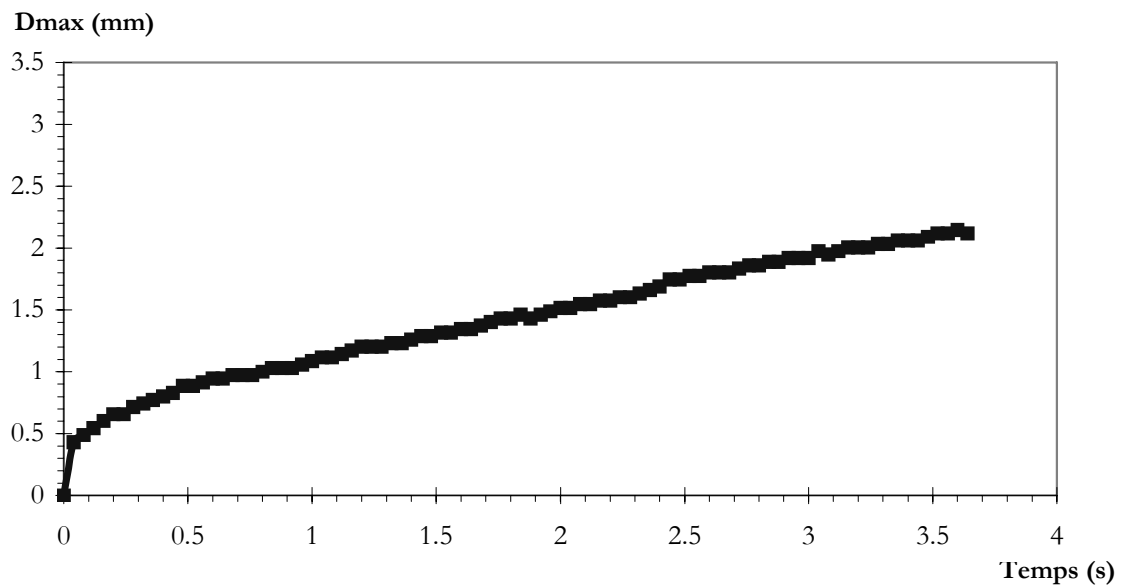


Figure III-21 : Diamètre maximal obtenu à partir du traitement d'images. $\Delta T_{\text{sub}} = 8,4 \pm 0,1^\circ\text{C}$, $P_c = 655 \text{ mW}$.

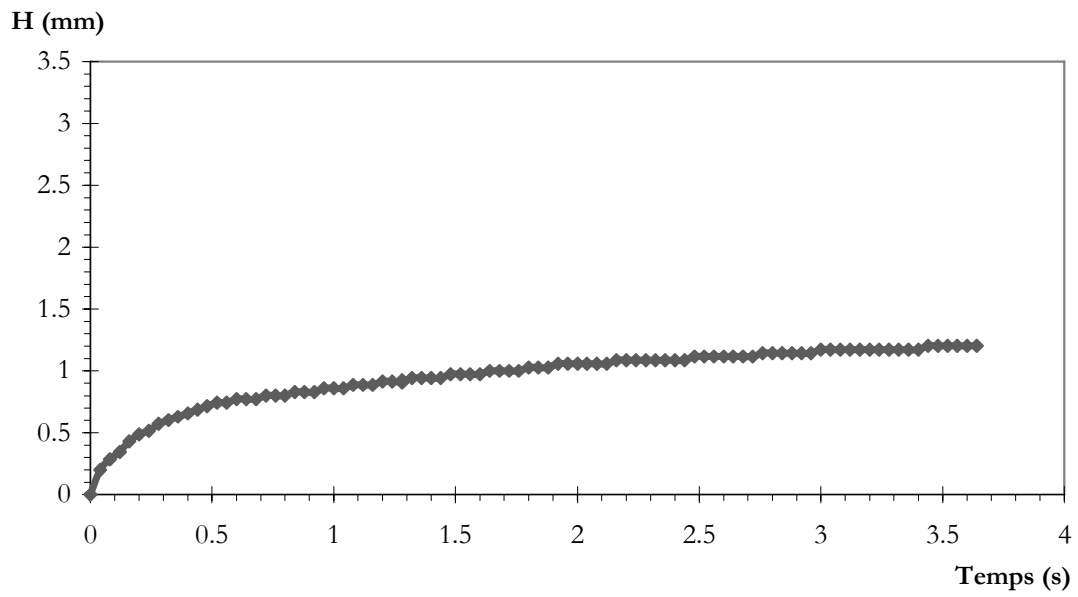


Figure III-22 : Hauteur de la bulle obtenue à partir du traitement d'images. $\Delta T_{\text{sub}} = 8,4 \pm 0,1^\circ\text{C}$, $P_c = 655 \text{ mW}$.

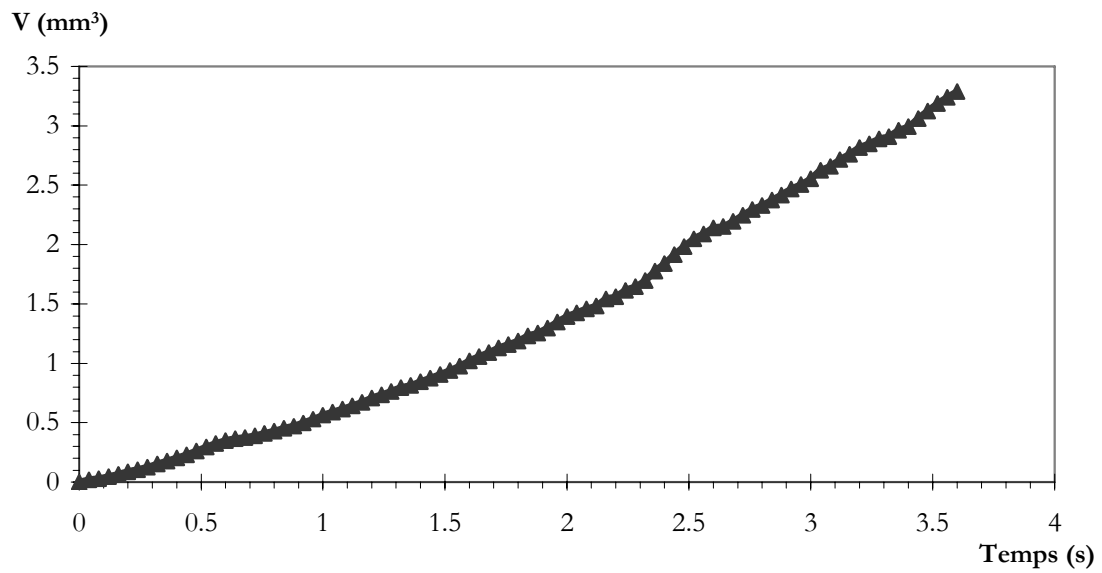


Figure III-23 : Volume de la bulle obtenu à partir du traitement d'images. $\Delta T_{\text{sub}} = 8,4 \pm 0,1^\circ\text{C}$, $P_c = 655 \text{ mW}$.

III-D- Montage expérimental complémentaire.

Ce deuxième montage a été réalisé afin d'obtenir facilement de nouvelles conditions opératoires, et d'effectuer une étude complémentaire à celle menée avec le dispositif principal (déjà présenté ci-dessus). Mais de par sa conception tardive, l'utilisation de ce dispositif dans cette thèse reste assez ponctuelle. Il pourra, lors de travaux futurs, être utilisé pour réaliser de la PIV et faciliter les expériences avec dégazage (petit volume, temps de dégazage moins importants).

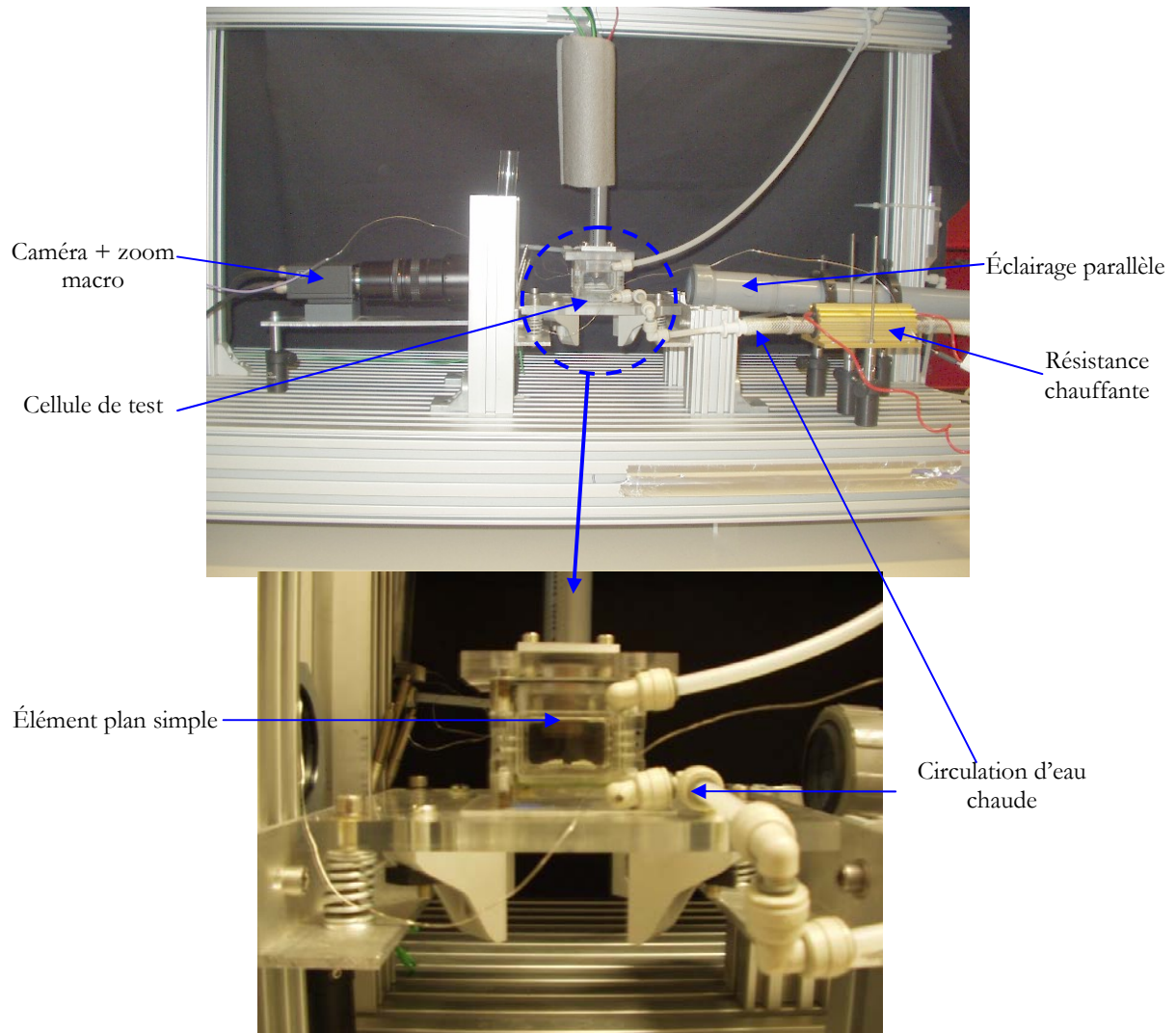


Figure III-24 : Photographies du montage expérimental complémentaire et de la cellule de test.

Le premier montage associé à l'élément plan simple permet l'étude des seuils d'apparition des différents modes d'écoulements oscillatoires autour de la bulle. En revanche il est difficile d'étudier uniquement l'écoulement stationnaire qui est présent au tout début de la vie de la bulle, avant l'apparition des instabilités oscillatoires. Par conséquent, le deuxième montage a été développé dans le but de maîtriser la croissance de la bulle c'est-à-dire afin de travailler avec des cinétiques de croissance très lentes, permettant la visualisation du régime stationnaire. Par

ailleurs ce développement a été mené dans le cadre du contrat BOILING, et donc dans l'esprit d'un montage embarquable, c'est-à-dire notamment avec des volumes de fluides et des temps de mise en température plus faibles. De plus, ce montage a été développé afin de pouvoir ensemençer facilement le liquide (cellule de test et boucle liquide beaucoup plus petites) pour mettre ainsi en évidence la présence de convection stationnaire.

Ce deuxième montage n'est pas radicalement différent. En effet on retrouve le même type d'instrumentation périphérique (acquisition, vidéo, régulation), le même élément (élément plan simple, cf. Figure III-7). La principale différence avec le montage précédent provient de la cellule test (cf. Figure III-25), et du protocole expérimental suivi.

III-D-1- Cellule de test et instrumentation.

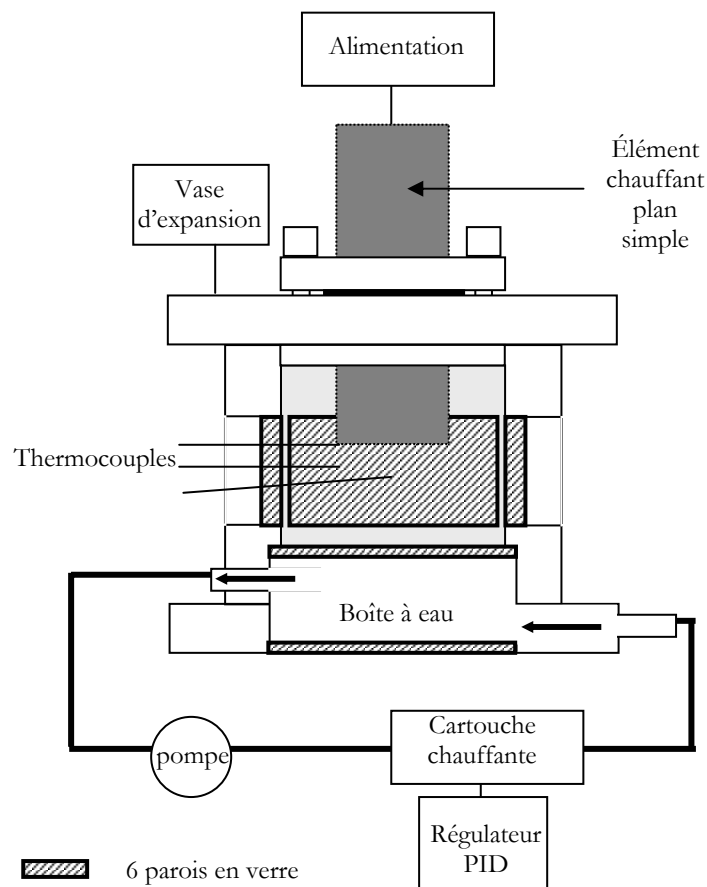


Figure III-25 : Représentation de la seconde cellule d'ébullition

La deuxième cellule de test utilisée diffère de celle présentée précédemment essentiellement de par ses dimensions, le matériau la constituant et son mode de mise en température du bain fluide. Il s'agit d'une cellule réalisée en plexiglas. Elle se compose de trois éléments assemblés.

- ☞ Le premier élément supérieur correspond à une bride permettant l'insertion de l'élément chauffant plan simple.
- ☞ L'élément intermédiaire constitue la cellule accueillant le bain de FC-72. Il s'agit d'une cellule de dimension intérieure 40*40*40 mm possédant quatre parois verticales en verre (40 mm *25 mm) permettant d'effectuer la visualisation. Par ailleurs les quatre arêtes verticales de cet élément accueillent les passages pour des thermocouples.
- ☞ L'élément inférieur correspond au système de mise en température de l'élément intermédiaire. Il s'agit d'une cellule (de dimension intérieure 40*40*15 mm) reliée à une boucle d'eau constituée d'une pompe centrifuge et d'une cartouche chauffante cylindrique creuse couplée à un régulateur de température. Les parois horizontales sont en verre afin de visualiser le phénomène dans un plan horizontal.

III-D-2- Protocole expérimental.

Contrairement au protocole détaillé précédemment, aucun dégazage du bain de liquide n'est effectué car le but est d'observer la convection Marangoni. Le mode opératoire suivi permet de travailler dans des conditions particulières où la croissance de la bulle est très lente, voire même inversée : le phénomène de recondensation de la bulle (jusqu'à sa disparition) a pu être observé.

La procédure (déterminée expérimentalement) comprend plusieurs étapes gouvernées par la puissance imposée à l'élément en modifiant la tension d'alimentation. Elle est la suivante : un créneau de puissance (par modification de la tension) est appliqué à l'élément chauffant (45 V) afin de mettre le liquide en température et afin de déclencher l'ébullition. Dès l'apparition de l'ébullition, la puissance est diminuée (28 V). Cette valeur de puissance permet d'obtenir des conditions de croissance de bulle (temps de détachement) compatibles avec la phase suivante qui consiste en une mise à zéro de la puissance fournie à l'élément chauffant pour obtenir une cinétique très lente lorsqu'une bulle est présente sur la surface de nucléation. En effet avec une puissance plus élevée suivie d'une puissance nulle, la bulle continue à grossir jusqu'à se détacher (à cause de la réserve d'énergie de l'élément chauffant), puis le site se désactive. En revanche, dans de bonnes conditions, la bulle continue à grossir un certain temps, arrive à une taille critique, puis son volume diminue par recondensation. Pour obtenir alors une taille de bulle constante, un créneau de puissance (21 V) est envoyé à l'élément avant la disparition de la bulle. Le phénomène de croissance-recondensation-croissance peut aussi être observé pour une puissance de chauffe fixée (et constante), mais le processus est alors beaucoup plus lent.

III-E- Conclusion.

Afin de réaliser des travaux expérimentaux sur la croissance d'une bulle de vapeur unique en fonction de différentes conditions opératoires (sous-refroidissement, puissance de chauffe, inclinaison, dégazage,..) nous avons mis en oeuvre une cellule modulaire permettant

d'exploiter deux surfaces de nucléation ayant chacune des spécificités en terme d'instrumentation. Un dispositif expérimental intégrant cette cellule a été développé couplant de la visualisation (ombroscopie, ensemencement, ...) avec un post traitement d'images, à des mesures thermiques de deux natures (flux, température).

Ceci nous a permis, en analysant l'influence de différents paramètres (thermique, angulaire), de réaliser des études complémentaires sur :

- ☞ les paramètres géométriques de la bulle
- ☞ la dynamique de croissance de la bulle
- ☞ les transferts de chaleur et de masse induits par la bulle
- ☞ les écoulements générés au voisinage de l'interface

Nous allons, dans les deux chapitres suivants, présenter les résultats obtenus avec ces deux montages expérimentaux.

Chapitre IV

Résultats et discussion : mesures optiques et thermiques.

Notre étude porte sur le phénomène d'ébullition sur un site isolé. La bulle de vapeur est créée de manière unique sous un élément maintenu à puissance de chauffe constante. Comme cela a été présenté au chapitre III, le mode opératoire dépend de ce que nous cherchons à observer. Ce chapitre est consacré au cas d'un liquide dégazé. Dans une première partie, nous présentons les résultats obtenus d'après le suivi optique. Dans une seconde partie, nous présentons les résultats obtenus par le suivi thermique. Enfin, dans la dernière partie, nous présentons les conclusions que la comparaison de ces différentes approches permet de dégager.

IV-A- Mesures optiques.

Dans un premier temps, nous faisons un rapide rappel de la configuration étudiée et du vocabulaire employé. Puis, dans une seconde partie, nous présentons l'influence des paramètres testés (sous-refroidissement, puissance de chauffe, inclinaison) sur la géométrie de la bulle. Dans une troisième partie, nous analysons les forces agissant sur la bulle au cours de sa croissance et les vitesses de croissance. La quatrième partie présente la dynamique de croissance, tirée de nos

expériences, qui y est comparée aux modèles de la littérature. Enfin, la dernière partie concerne la quantification des flux nets d'évaporation et de l'influence des paramètres testés sur ces flux.

IV-A-1- Configuration et vocabulaire employé.

Le vocabulaire employé pour désigner les différentes parties de la bulle, ainsi que les différents paramètres mesurés, sont détaillés en Figure IV-1. La partie « dôme » de la bulle correspond à la partie de la bulle immergée dans le fluide sous-refroidi. Le gradient de température est en effet confiné dans une zone de faible épaisseur : les visualisations par ombroscopie montrent que la zone de plus fort éclaircissement, correspondant à la zone de plus fort gradient thermique, est localisée en proche voisinage de paroi (Figure IV-2).

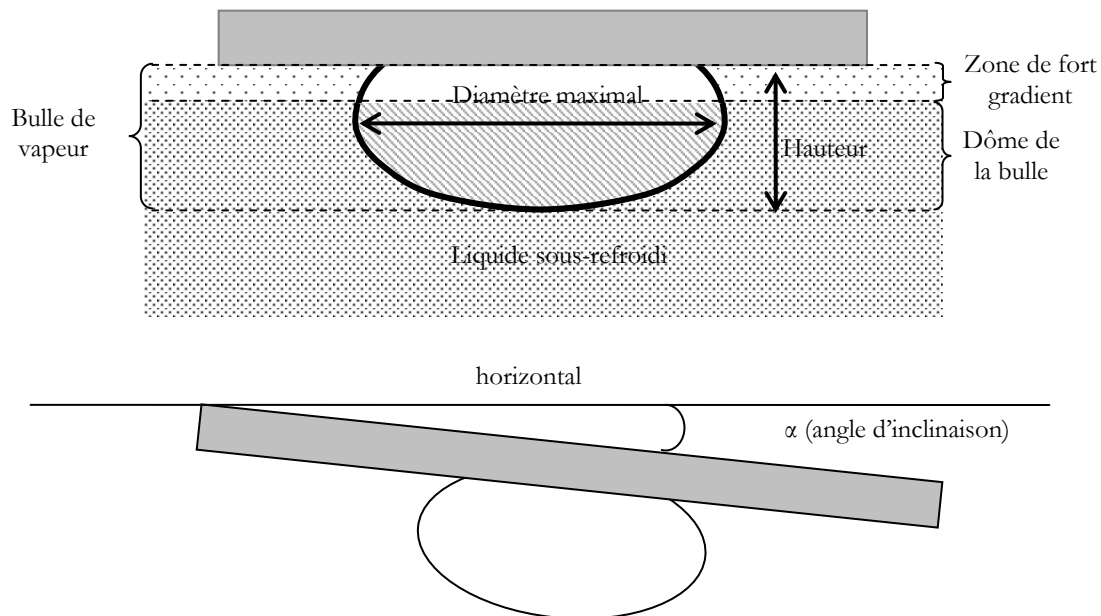


Figure IV-1 : Dénomination des parties de la bulle

L'ensemble des mesures optiques présentées ici est réalisé avec un éclairage diffus (Cf. chapitre III). Les phénomènes de mirage existent cependant encore (Cf. ANNEXE E), mais sont moins importants qu'avec un éclairage parallèle. Les paramètres géométriques sont donnés dans différentes conditions de sous-refroidissement, de puissance de chauffe et d'inclinaison de la surface de nucléation. Ils sont déterminés à l'aide du logiciel de traitement d'images que nous avons développé et présenté au chapitre III.

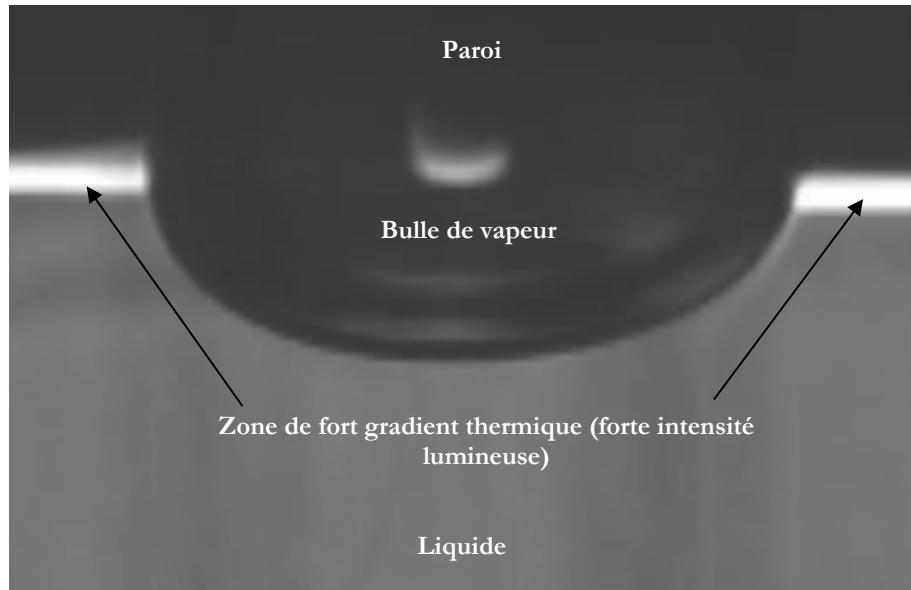


Figure IV-2 : Photo de la bulle en ombroscopie : mise en évidence de la zone de fort gradient thermique localisée en proche paroi.

IV-A-2- Traitement d'images : géométrie de la bulle et étude paramétrique.

IV-A-2-1- Contour des bulles.

A l'aide du logiciel de traitement d'images, le contour des bulles est obtenu. Dans cette section, nous présentons deux conditions opératoires : une même puissance de chauffe (555 mW), une même inclinaison de la surface ($\alpha=1,8^\circ$) et deux sous-refroidissements ($\Delta T_{\text{sub}}=10,7\pm 0,1^\circ\text{C}$ et $5,6\pm 0,1^\circ\text{C}$).

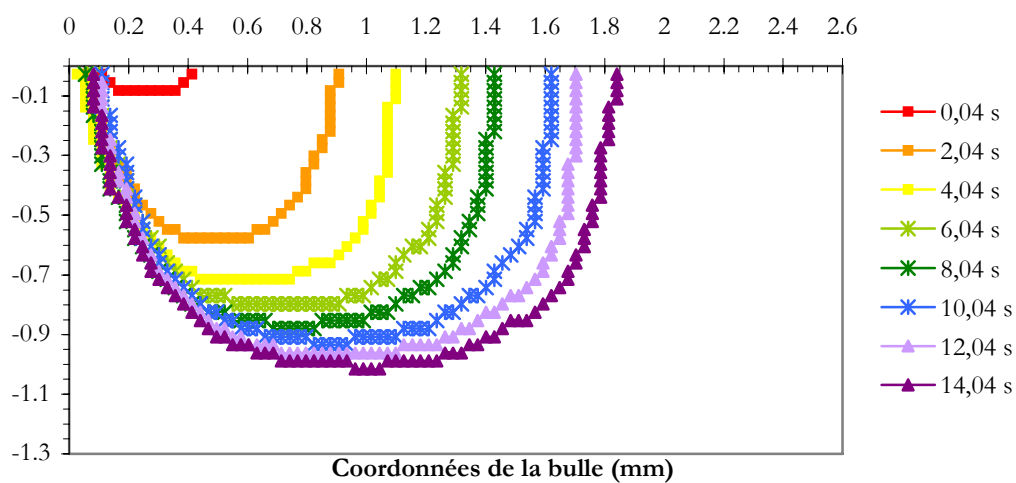


Figure IV-3 : Contour de la bulle, $\Delta T_{\text{sub}}=10,7\pm 0,1^\circ\text{C}$, $P_c=555\text{ mW}$, $\alpha=1,8^\circ$.

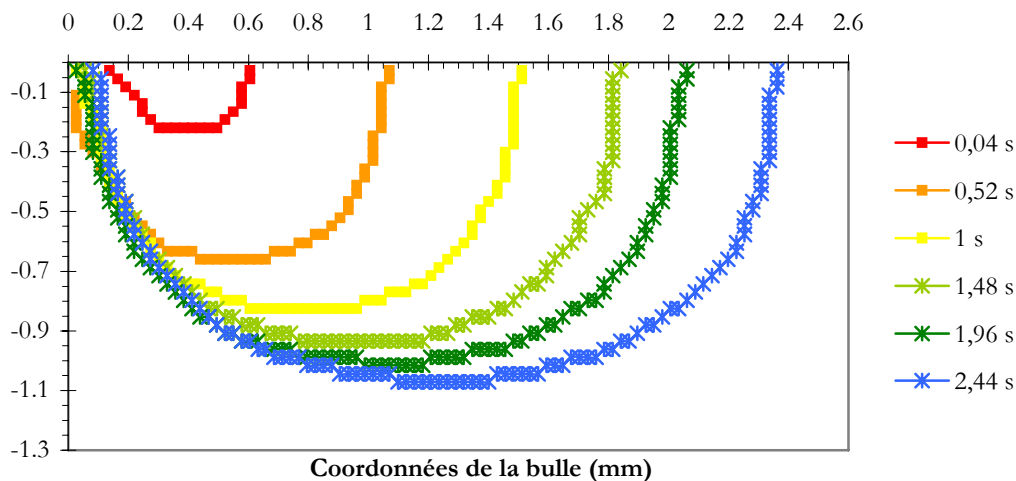


Figure IV-4 : Contour de la bulle, $\Delta T_{\text{sub}}=5,6\pm0,1^\circ\text{C}$, $P_c=555\text{ mW}$, $\alpha=1,8^\circ$.

En première approximation, en fin de croissance, à un sous-refroidissement plus élevé (Figure IV-3), la bulle semble être de la forme d'une demi sphère, alors que pour un sous-refroidissement plus faible (Figure IV-4), la bulle semble avoir la forme d'un ellipsoïde. L'angle de contact apparent dans ces cas-ci est voisin de 90° , or le fluide étant mouillant, ceci n'est pas correct. Malgré l'amélioration du système optique, le raccordement à la paroi ne peut pas être approché correctement dans des conditions de sous-refroidissement.

Expérimentalement, plus le niveau de sous-refroidissement est faible, plus les aberrations optiques sont faibles mais en contrepartie, la convection parasite au sein du liquide est importante. Ainsi, il nous a été impossible de remonter exactement au niveau de la ligne triple et donc de déterminer avec précision le diamètre de mouillage et l'angle de contact. Une estimation de l'erreur sur la hauteur, liée au fort gradient thermique en proche paroi, est donnée en ANNEXE E.

Afin d'avoir une erreur sur la hauteur « identique » sur tous les résultats et ce, quel que soit le sous-refroidissement ou la puissance de chauffe, les expérimentations sont toutes réalisées pour une surface à hauteur fixe dans la cellule. La ligne de référence utilisée dans le logiciel est toujours positionnée au même endroit pour toutes les conditions opératoires, ce qui implique que « l'erreur » sur la hauteur est toujours la même.

IV-A-2-2- Influence du niveau de sous-refroidissement.

☞ Diamètre et hauteur

L'évolution temporelle du diamètre maximal de la bulle et de la hauteur en fonction du temps pour différents sous-refroidissements est donnée en Figure IV-5.

Lorsque le sous-refroidissement augmente, la période de croissance de la bulle augmente. De plus, le sous-refroidissement a un effet sur le diamètre de détachement (valeur maximale atteinte).

Ce résultat sera analysé plus loin. Par ailleurs, la hauteur de la bulle tend rapidement vers une valeur limite (ici de l'ordre de 1 mm). Ceci est particulièrement flagrant pour le sous-refroidissement le plus élevé.

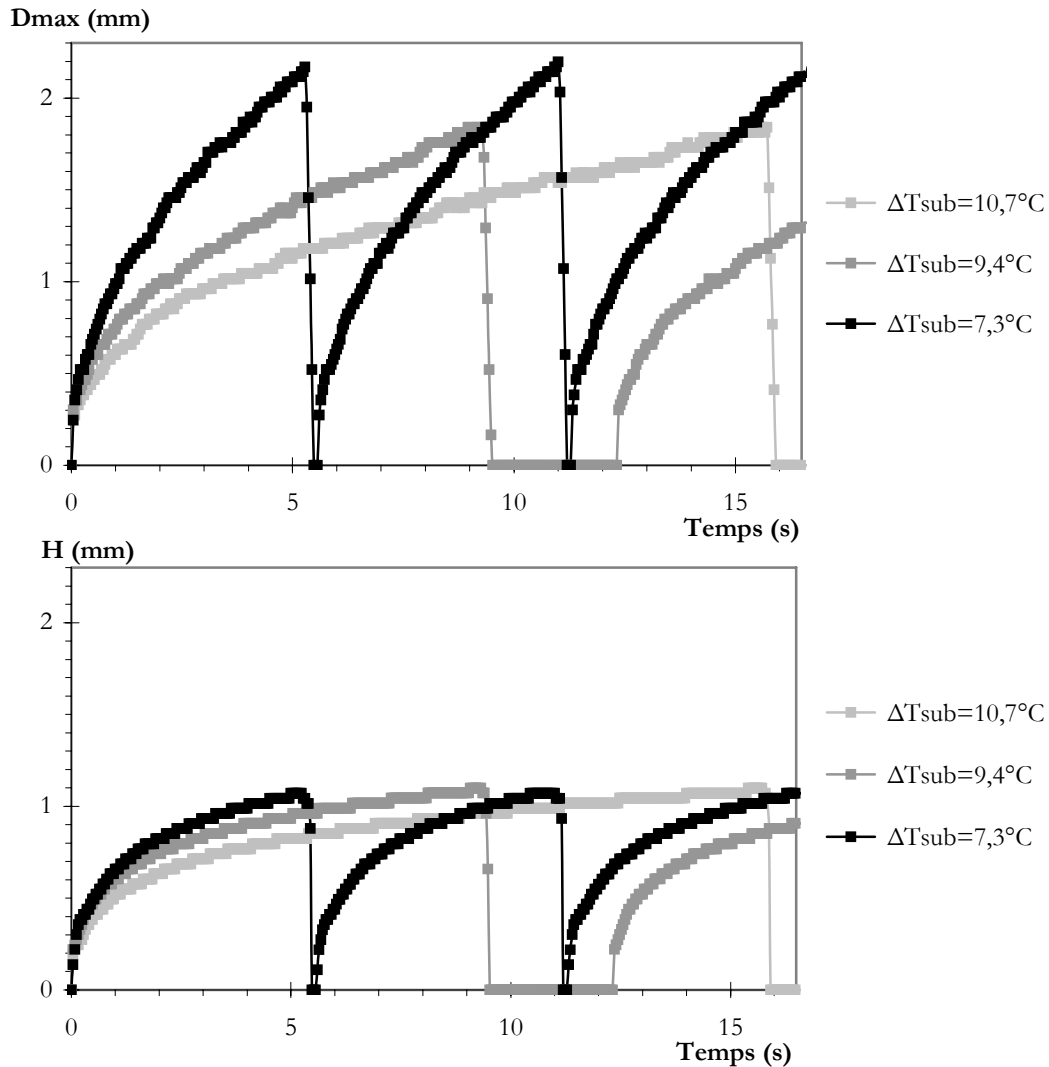


Figure IV-5 : Diamètre maximal et hauteur de la bulle en fonction du temps : mise en évidence de l'influence du sous-refroidissement, $P_c = 555 \text{ mW}$, $\alpha = 1,8^\circ$.

Volume

Le volume de la bulle pour trois sous-refroidissements différents est donné en Figure IV-6. Le volume final de la bulle avant son détachement est nettement influencé par le niveau de sous-refroidissement : plus ce dernier est élevé, plus le volume de détachement est faible.

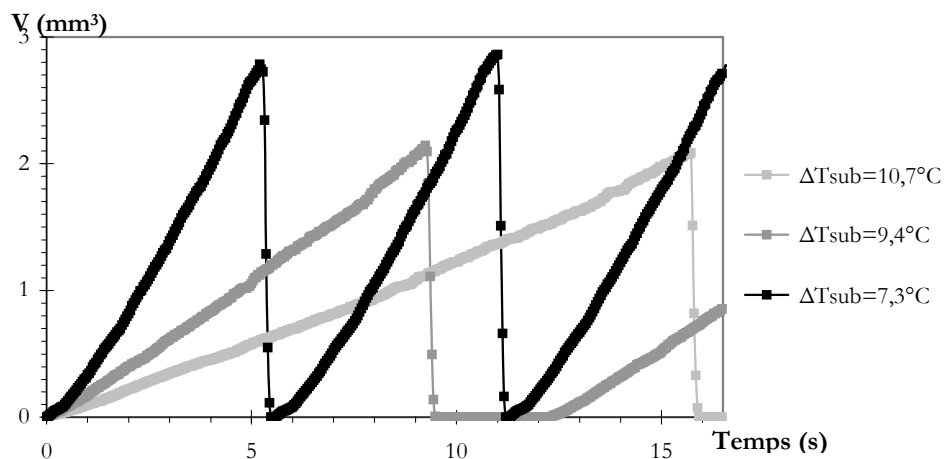


Figure IV-6 : Volume de la bulle en fonction du temps : mise en évidence de l'influence du sous-refroidissement sur l'évolution temporelle du volume, $P_c=555 \text{ mW}$, $\alpha=1,8^\circ$.

IV-A-2-3- Influence de la puissance de chauffe.

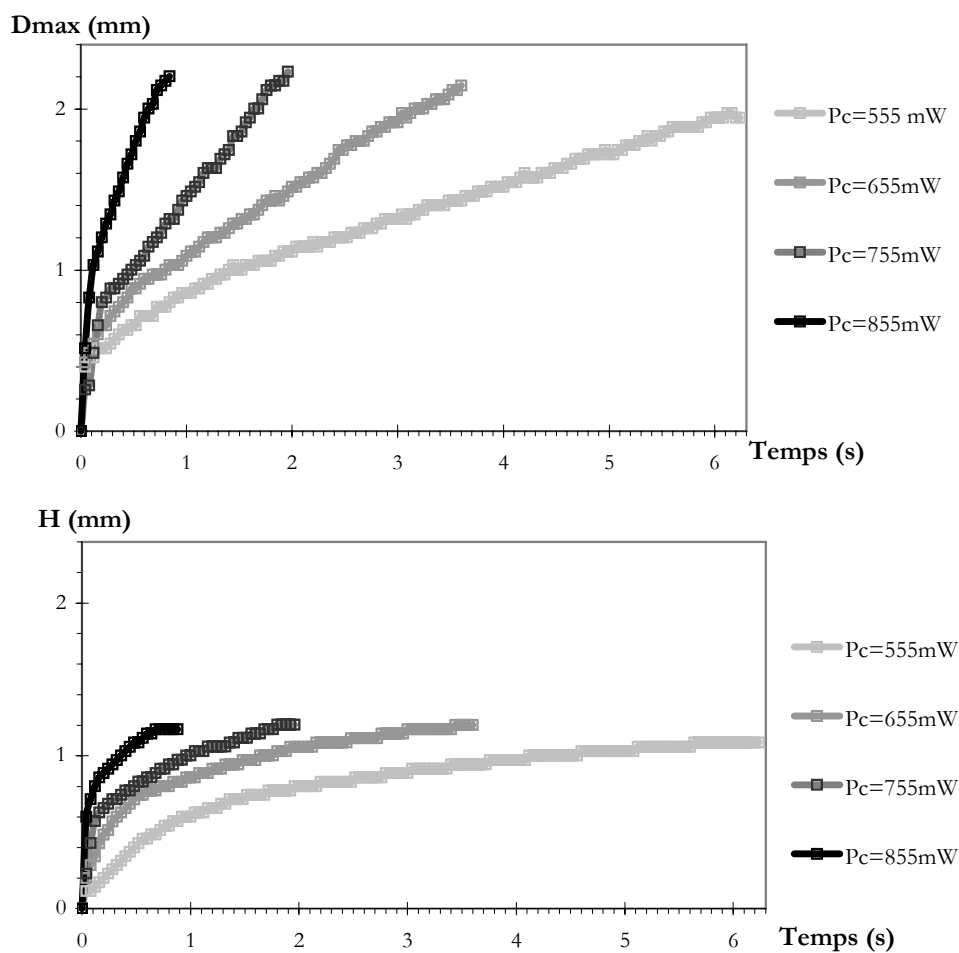


Figure IV-7 : Influence de la puissance de chauffe sur l'évolution temporelle du diamètre maximal et de la hauteur, $\Delta T_{\text{sub}} = 8,4 \pm 0,3^\circ\text{C}$, $\alpha=1,4^\circ$.

☞ Diamètre et hauteur

La Figure IV-7 présente l'évolution temporelle du diamètre maximal et de la hauteur de la bulle en fonction de la puissance de chauffe. Par souci de lisibilité, seule une croissance de bulle est présentée à chaque fois. On constate que lorsque la puissance de chauffe augmente, la période de croissance de la bulle diminue. La puissance de chauffe a un effet sur le diamètre de détachement (valeur maximale atteinte) qui semble augmenter avec la puissance de chauffe.

☞ Volume

La Figure IV-8 donne l'évolution temporelle du volume pour une bulle de vapeur en fonction de la puissance de chauffe. Le volume final de la bulle avant son détachement est nettement influencé par la puissance de chauffe : plus cette dernière est élevée, plus le volume de détachement est élevé.

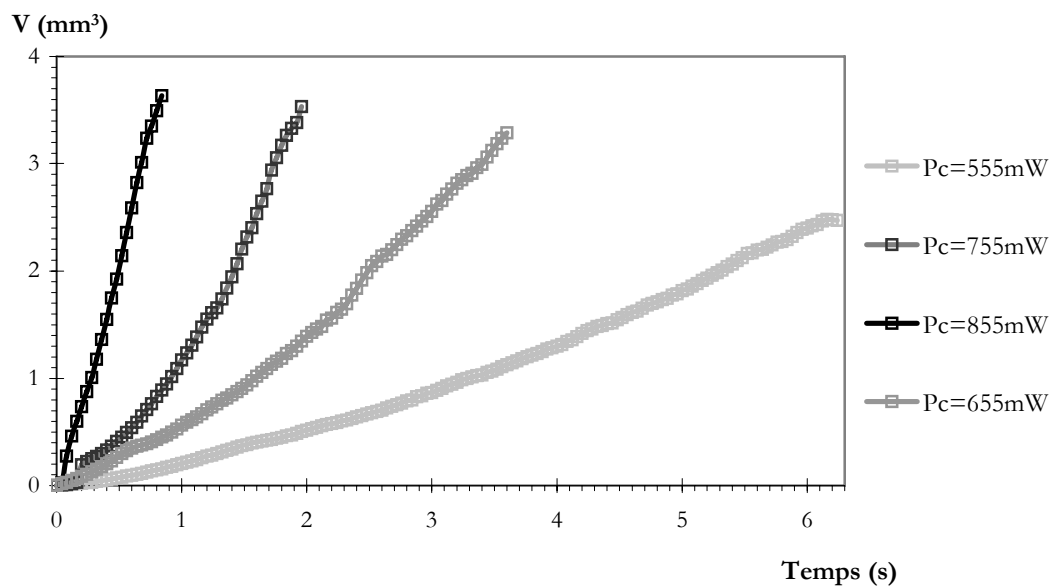


Figure IV-8 : Influence de la puissance de chauffe sur l'évolution temporelle du volume, $\Delta T_{\text{sub}} = 8,4 \pm 0,3^\circ\text{C}$, $\alpha = 1,4^\circ$. [BARTHESES-2004-b]

On constate que les trois paramètres étudiés (sous-refroidissement, puissance de chauffe, inclinaison) ont un effet beaucoup plus marqué sur le diamètre que sur la hauteur (celle-ci tendant vers une valeur limite). Cet aspect du phénomène sera détaillé ultérieurement

IV-A-2-4- Influence de l'inclinaison.

L'inclinaison de la surface de nucléation influe aussi sur les paramètres géométriques. Dans cette section, des inclinaisons comprises entre $0,5$ et $4,8^\circ$ ont été testées.

☞ Diamètre et hauteur :

L'influence de l'inclinaison sur le diamètre maximal et sur la hauteur de la bulle est donnée en Figure IV-7. Plus l'angle est élevé, plus les diamètres et les hauteurs atteints au moment du détachement sont faibles. La période de croissance et d'émission de bulle est, elle aussi, très modifiée.

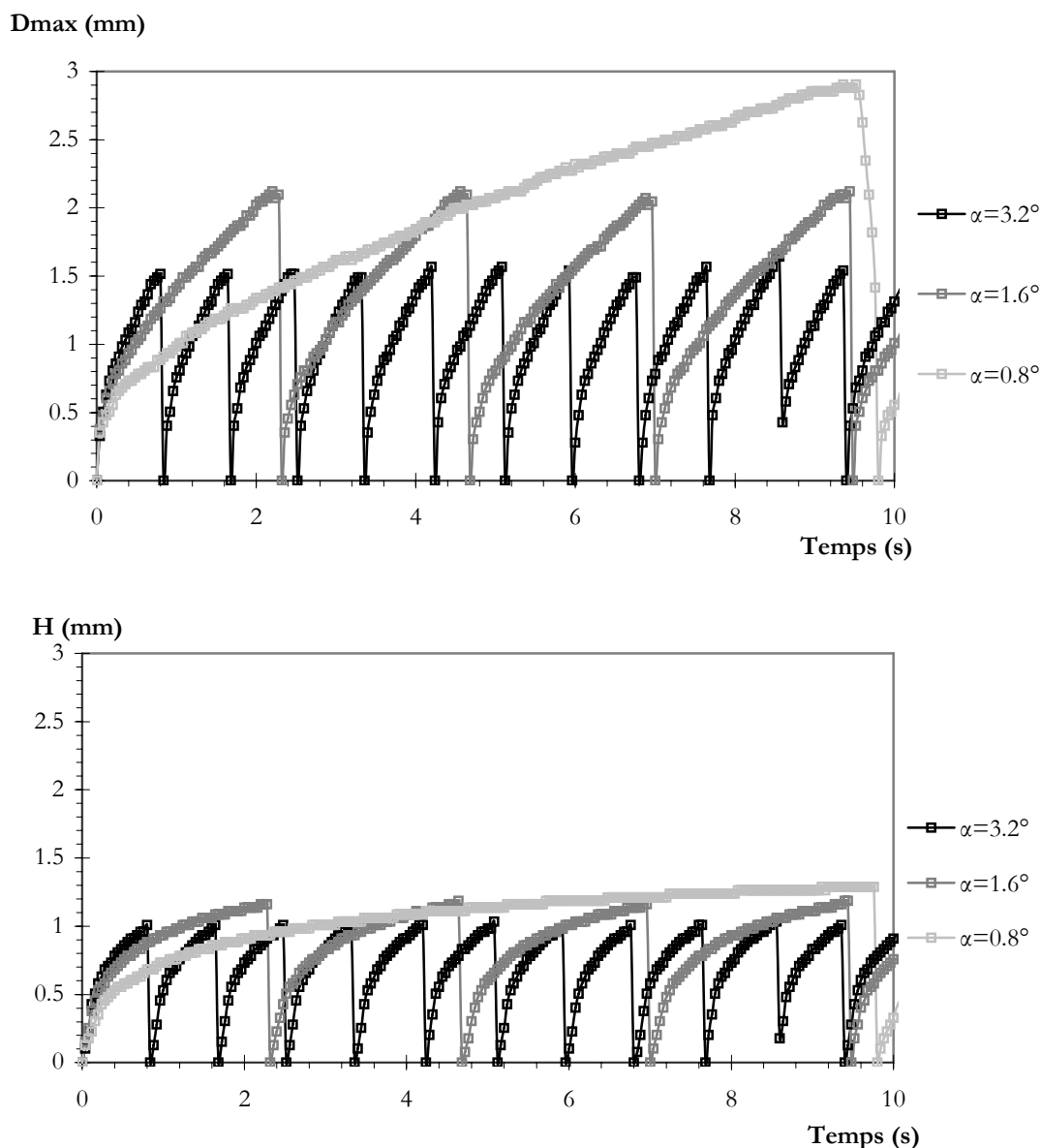


Figure IV-9 : Diamètre maximal et hauteur de la bulle en fonction du temps : influence de l'inclinaison de la surface de nucléation sur l'évolution temporelle du diamètre maximal, $\Delta T_{\text{sub}} = 7,2 \pm 0,2^\circ\text{C}$, $P_c = 585 \text{ mW}$.

Volume

La Figure IV-10 permet de confirmer l'influence de l'angle sur le volume de la bulle : plus l'angle est important, plus le volume atteint au moment du détachement est faible.

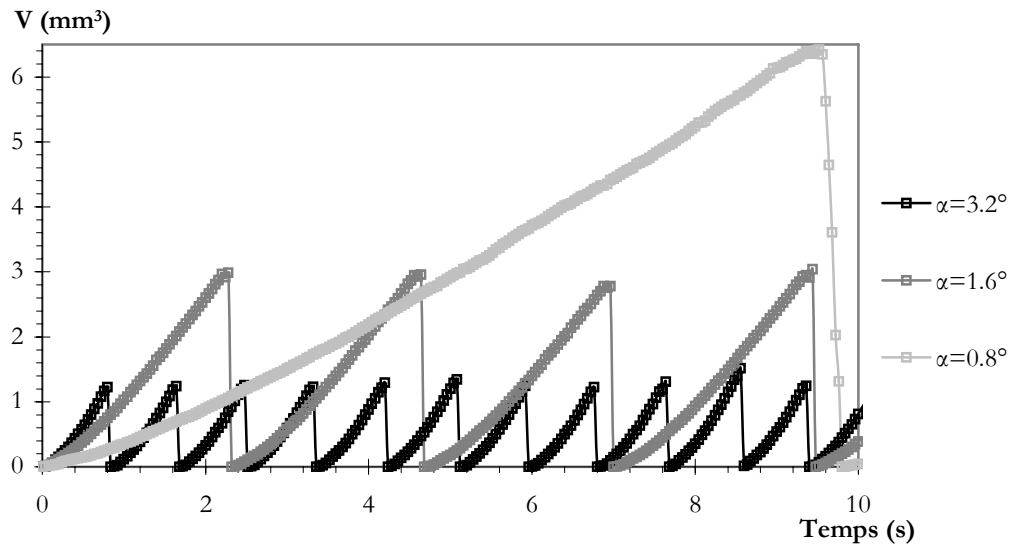


Figure IV-10 : Influence de l'angle d'inclinaison de la surface de nucléation sur l'évolution temporelle du volume, $\Delta T_{\text{sub}} = 7,2 \pm 0,2^\circ\text{C}$, $P_c = 585 \text{ mW}$.

IV-A-2-5- Stationnarité du phénomène.

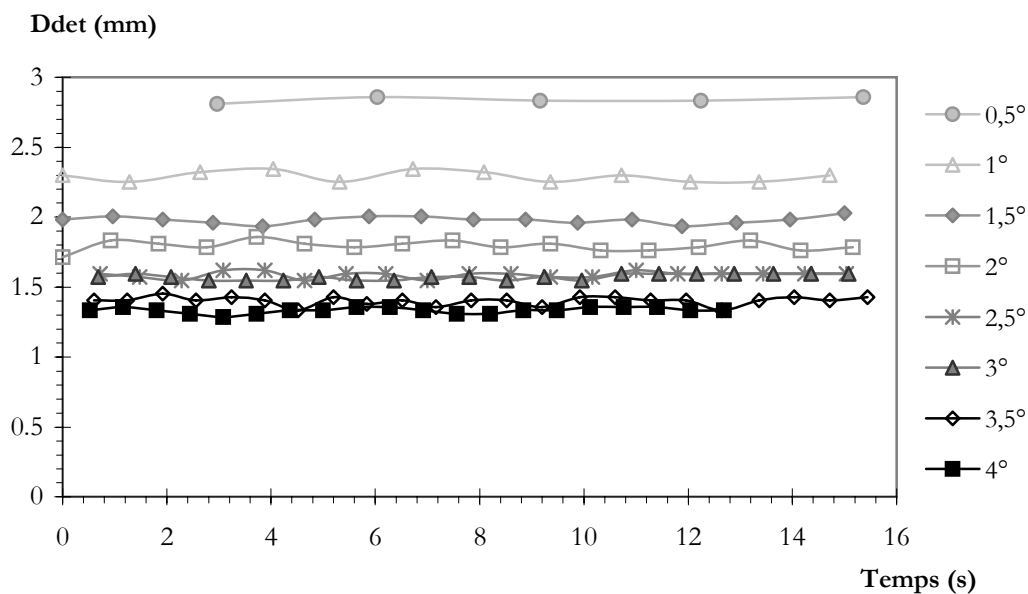


Figure IV-11 : Diamètre de détachement en fonction du temps pour $\Delta T_{\text{sub}} = 10 \pm 0,3^\circ\text{C}$, $P_c = 900 \text{ mW}$.

Les figures, présentées ci-dessus et ci-dessous, le sont sur un petit nombre de périodes d'émission de bulles. La Figure IV-11 et la Figure IV-12 présentent les diamètres de détachement au cours du temps pour différentes inclinaisons et conditions opératoires.

Les diamètres de détachement obtenus restent constants dans le temps, ce qui montre que nous avons affaire à un régime de bullage stable. Ceci n'est pas toujours le cas des expériences présentées dans la littérature (Cf. Chapitre I Chapitre II). Par ailleurs, ce résultat prouve que les conditions thermiques du bain liquide sont bien stationnaires.

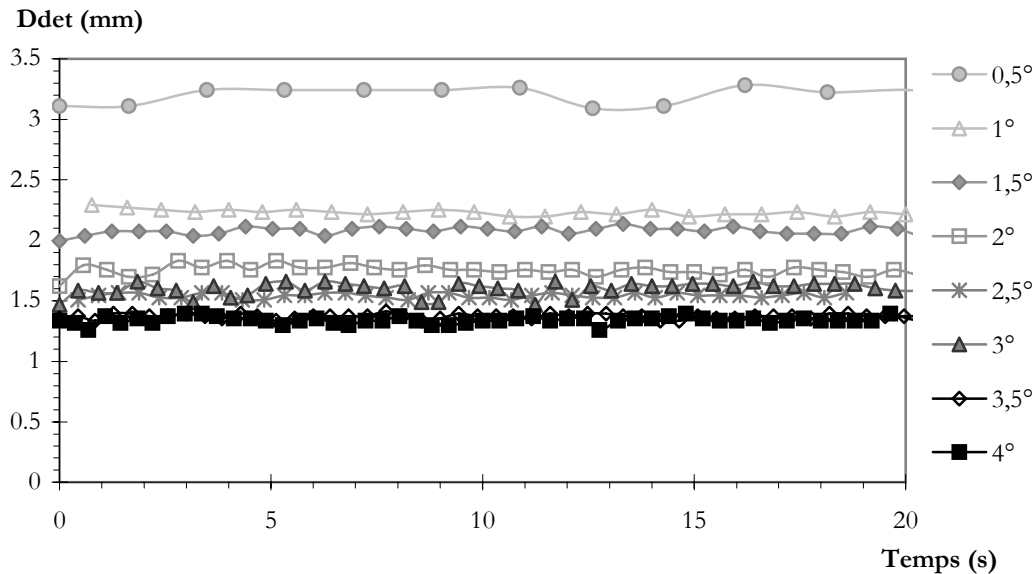


Figure IV-12 : Diamètre de détachement en fonction du temps pour $\Delta T_{sub}=8\pm0,3^{\circ}C$, $P_c= 800$ mW.

IV-A-3- Traitement des données et analyse de l'influence des paramètres sur la dynamique de croissance de la bulle.

Cette section présente la détermination des vitesses de déplacement de l'interface et de l'influence des paramètres testés sur les diamètres de détachement et les périodes à partir des données obtenues par traitement d'images.

IV-A-3-1- Vitesse d'interface.

Afin d'étudier la dynamique des bulles et la contribution de certains effets, il est intéressant de calculer le nombre de Reynolds associé à la croissance de la bulle, Re_B :

$$Re_B = 2 \frac{RU_I}{v_l} \quad (IV-93)$$

avec « R » le rayon de la bulle, « U_I » la vitesse de l'interface et « ν_l » la viscosité cinématique du liquide.

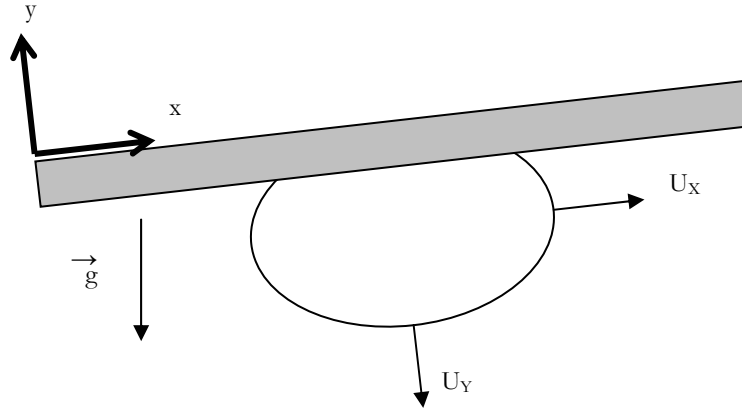


Figure IV-13 : Schématisation des vitesses U_x et U_y .

Dans notre cas, la bulle n'est pas nécessairement sphérique et de plus, elle croît en paroi. Les vitesses de déplacement de l'interface de la bulle sont calculées en considérant le déplacement de l'interface selon les axes perpendiculaire et parallèle à la surface de nucléation (Figure IV-13). La vitesse de l'interface selon l'axe perpendiculaire (U_y) à la surface de nucléation est obtenue par dérivation temporelle de la hauteur de bulle mesurée.

De même la vitesse de l'interface selon l'axe parallèle (U_x) à la surface de nucléation est obtenue par dérivation temporelle du rayon de bulle mesuré, égal à la moitié de la dérivée temporelle du diamètre maximal. En réalité, comme nous le montrerons par la suite, la bulle croît en restant accrochée sur un côté du site : la vitesse U_x est donc en réalité égale à la dérivée temporelle du diamètre.

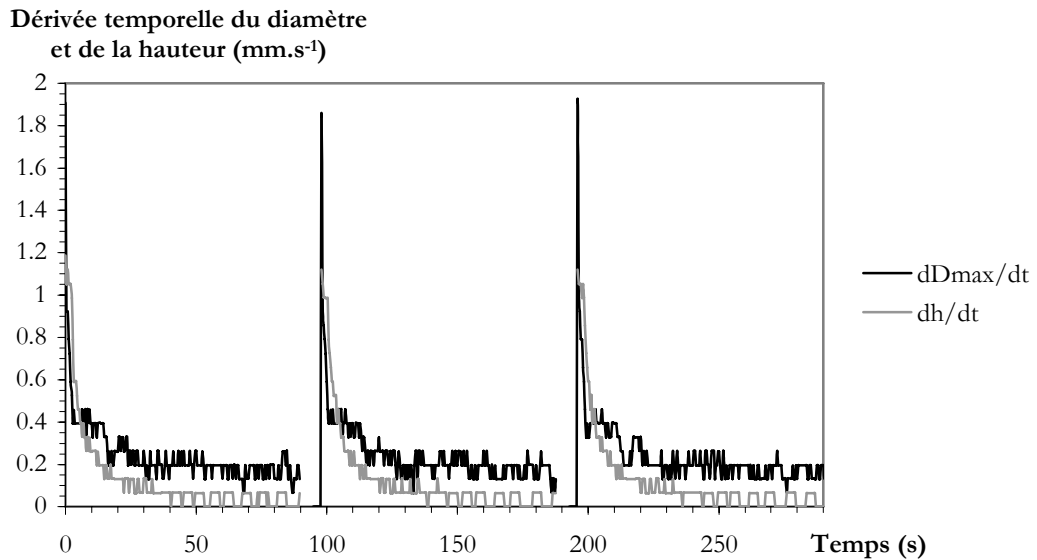


Figure IV-14 : Dérivée temporelle du diamètre maximal ou de la hauteur, en fonction du temps, $\Delta T_{\text{sub}} = 9,9 \pm 0,1^\circ\text{C}$, $P_c = 700 \text{ mW}$, $\alpha = 0,5^\circ$.

La Figure IV-14 présente les dérivées temporelles du diamètre et de la hauteur de la bulle en fonction du temps. Les vitesses de déplacement de l'interface sont élevées au début de la phase de croissance puis tendent rapidement vers une valeur constante faible. Ces signaux sont un peu bruités car les dérivées ne sont pas lissées mais on peut en déduire une valeur moyenne de la vitesse en fin de croissance (Cf. Tableau IV-1, Tableau IV-2 et Tableau IV-3).

On retrouve ces résultats sur la Figure IV-15. La vitesse selon « x » en fonction de la vitesse selon « y » y est représentée.

On peut distinguer grossièrement sur cette courbe trois étapes :

- ☞ Dans un premier temps, une vitesse selon « x » constante et une vitesse selon « y » qui diminue fortement.
- ☞ Au cours d'une seconde étape, la vitesse selon « x » diminue beaucoup plus vite que la vitesse selon « y ».
- ☞ Enfin, avant l'échappement de la bulle, la vitesse selon « y » devient très faible, alors que la vitesse selon « x » est non négligeable. Ceci traduit l'aplatissement de la bulle avant son détachement (Figure IV-14).

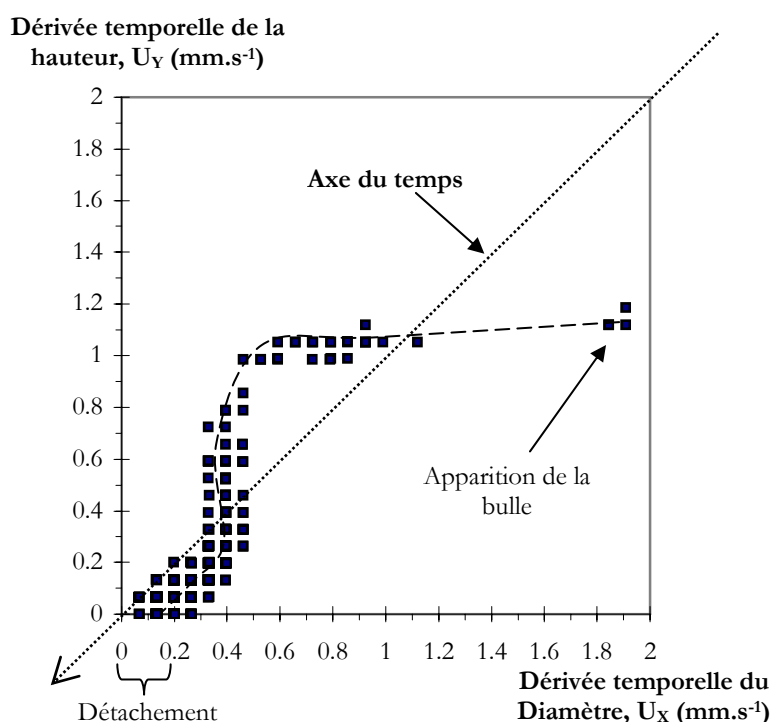


Figure IV-15 : Dérivée temporelle de la hauteur en fonction de la dérivée temporelle du diamètre maximal, $\Delta T_{\text{sub}} = 9,9 \pm 0,1^\circ\text{C}$, $P_c = 700 \text{ mW}$, $\alpha = 0,5^\circ$.

Les nombres de Reynolds ont été ensuite calculés pour les deux vitesses (selon « x » et « y ») en fin de croissance de la bulle, lorsque les vitesses atteintes sont quasiment constantes (Cf. Figure IV-14). Cependant, par la suite, nous cherchons à comparer l'influence des effets inertiels

et des effets visqueux au moment où la bulle se détache. En conséquence, seul le nombre de Reynolds dans la direction de glissement de la bulle « Re_x » est donné ici. Les valeurs des vitesses et des nombres de Reynolds sont regroupées dans le Tableau IV-1 pour différents sous-refroidissements, dans le Tableau IV-2 pour différentes puissances de chauffe, et dans le Tableau IV-3 pour différentes inclinaisons.

$\Delta T_{sub} (^{\circ}C)$	$\nu (m^2.s^{-1})$	$U_y (mm.s^{-1})$	$U_x (mm.s^{-1})$	Re_x
10,7	$3,03.10^{-7}$	0,03	0,08	0,46
9,0	$3,00.10^{-7}$	0,04	0,10	0,56
8,2	$2,97.10^{-7}$	0,03	0,16	0,98
7,3	$2,94.10^{-7}$	0,04	0,20	1,52
6,2	$2,91.10^{-7}$	0,13	0,56	4,50
5,5	$2,88.10^{-7}$	0,21	0,98	8,18
4,5	$2,85.10^{-7}$	0,47	1,90	16,14

Tableau IV-1 : Vitesses et nombres de Reynolds en fonction du sous-refroidissement, $P_c=555$ mW, $\alpha=1,8^{\circ}$.

Les vitesses en fin de croissance de bulle sont d'autant plus faibles que le sous-refroidissement est élevé. En effet, dans ce cas là, la recondensation au niveau du dôme de la bulle est plus importante, l'interface se déplace donc, en proportion, moins vite. Les nombres de Reynolds sont, quant à eux, faibles. Pour les sous-refroidissements les plus élevés, le nombre de Reynolds est inférieur à 1, les effets visqueux sont donc plus importants que les effets inertiels. En revanche, pour un sous-refroidissement faible, le nombre de Reynolds est de l'ordre de la dizaine. Ainsi, une estimation de l'ordre de grandeur des différentes forces permettrait peut-être de conclure sur la prédominance d'un effet par rapport à l'autre.

L'augmentation de la puissance de chauffe s'accompagne de l'augmentation de la vitesse de déplacement selon les axes « x » et « y », ce qui semble tout à fait logique car lorsque la puissance de chauffe augmente, la production de vapeur est plus élevée et donc la bulle croît plus rapidement. Encore une fois, les nombres de Reynolds varient entre l'unité et la dizaine, et augmentent légèrement avec la puissance de chauffe (mais pas de manière suffisante pour noter un réel changement de régime).

P_c (mW)	U_y (mm.s ⁻¹)	U_x (mm.s ⁻¹)	Re_x
555	0,04	0,20	1,36
655	0,09	0,34	2,44
755	0,22	0,86	6,14
855	0,12	1,14	8,52

Tableau IV-2 : Vitesses et nombres de Reynolds en fonction de la puissance de chauffe, $\Delta T_{sub}=8,3\pm 0,3^{\circ}C$, $\alpha=1,4^{\circ}$.

Enfin, lorsque l'angle d'inclinaison augmente, la vitesse de l'interface au moment du détachement est plus élevée. Nous montrerons dans la section suivante l'existence de différentes parties où la croissance est caractérisée par des dynamiques différentes. D'ores et déjà, nous pouvons expliquer cela puisque lorsque l'angle augmente, la bulle se détache plus tôt (équilibre des forces modifié par l'inclinaison) et donc, par rapport aux courbes de la Figure IV-14, la

vitesse est, à ce moment là, plus élevée (puisque, à priori, l'inclinaison ne modifie que la force de flottabilité).

α (°)	U_y (mm.s ⁻¹)	U_x (mm.s ⁻¹)	Re_x
0,5	0,06	0,30	2,10
1	0,09	0,32	2,84
1,5	0,11	0,34	2,00
2	0,15	0,40	2,20
2,5	0,20	0,44	2,30
3	0,25	0,54	2,60
3,5	0,39	0,78	3,56
4	0,49	0,98	4,34

Tableau IV-3 : Vitesses et nombres de Reynolds en fonction de l'inclinaison, $\Delta T_{\text{sub}} = 9,9 \pm 0,3^\circ\text{C}$, $P_c = 800$ mW.

IV-A-3-2- Influence sur le diamètre de détachement.

IV-A-3-2-i- Évolution du diamètre de détachement.

Les observations obtenues d'après les traitements d'images présentés précédemment nous ont amené à étudier l'influence de certains paramètres sur le diamètre de détachement. La Figure IV-16 représente l'évolution du diamètre de détachement pour des sous-refroidissements compris entre 2 et 11°C environ, et ce pour une même inclinaison et une même puissance de chauffe. Le diamètre de détachement de la bulle de vapeur diminue lorsque le sous-refroidissement augmente. Dans un liquide plus froid, il y a probablement plus de recondensation au niveau du dôme de la bulle.

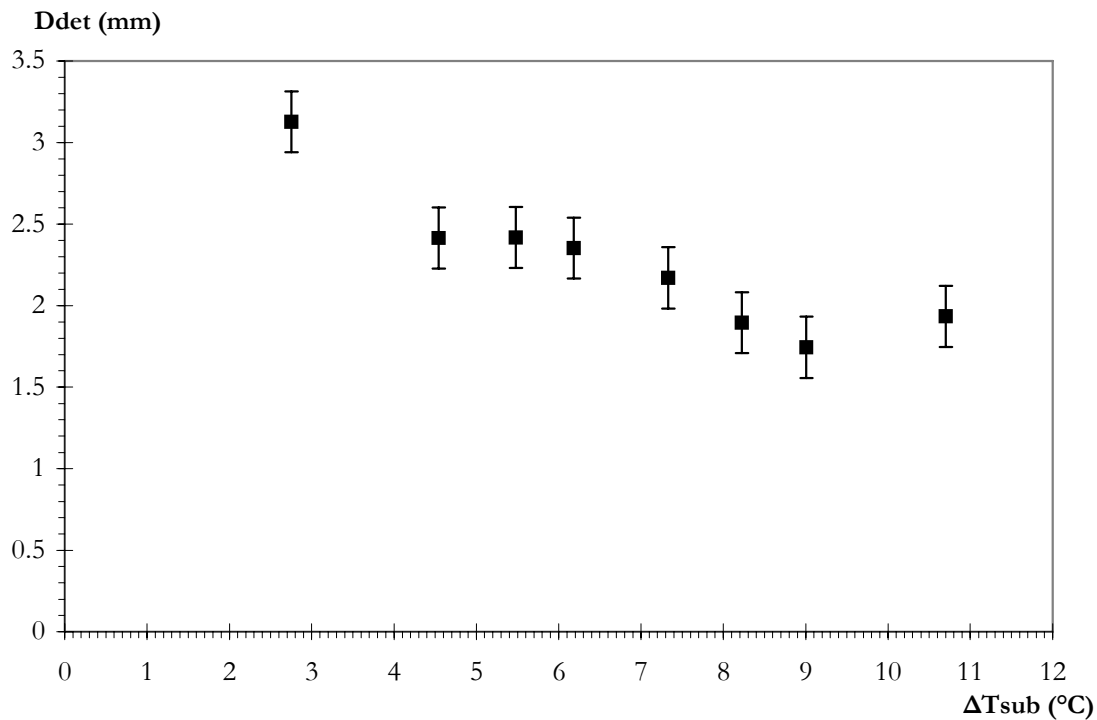


Figure IV-16 : Influence du niveau de sous-refroidissement sur le diamètre de détachement, $\alpha = 1,8^\circ$, $P_c = 555$ mW.

L'effet de la puissance de chauffe (et donc de la surchauffe à la paroi) sur le diamètre de détachement de la bulle est donné sur la Figure IV-17. Lorsque la puissance de chauffe augmente, le diamètre de détachement augmente également.

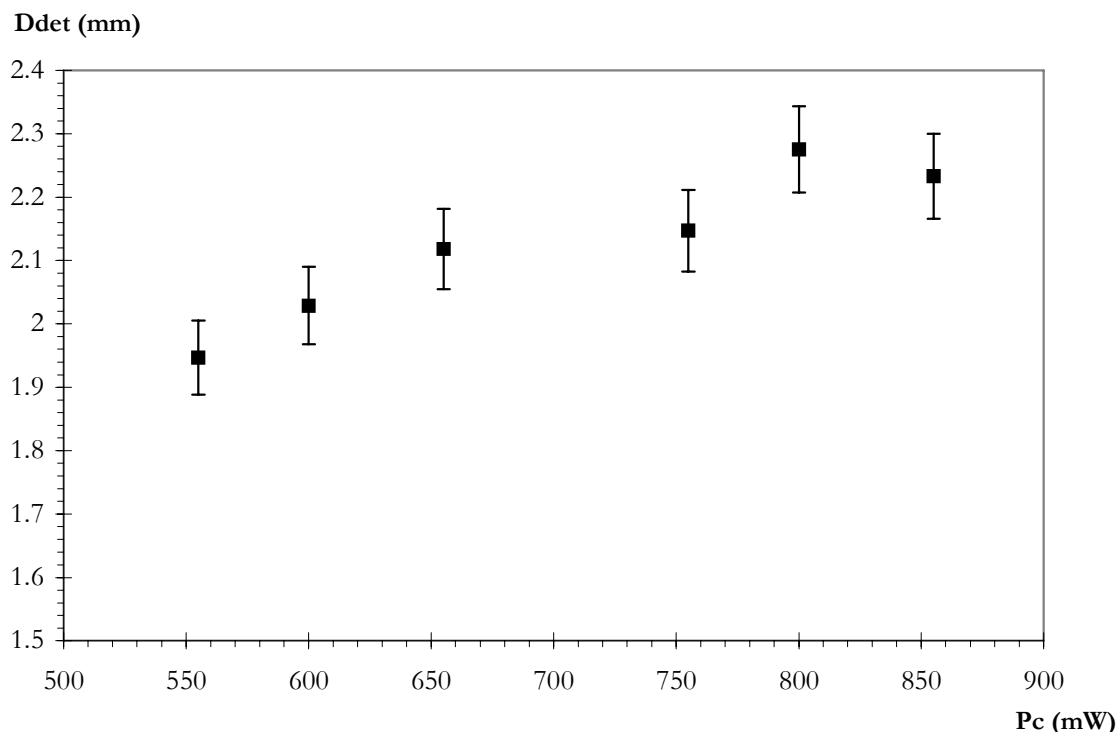


Figure IV-17 : Influence de la puissance de chauffe sur le diamètre de détachement, $\alpha=1^\circ$, $\Delta T_{\text{sub}}=8,6\pm0,3^\circ\text{C}$.

Si on rapproche ces résultats (Figure IV-16 et Figure IV-17), des vitesses de croissance présentées dans le Tableau IV-1 et le Tableau IV-2, on constate qu'il existe une corrélation entre cinétique de croissance et diamètre de détachement, ce qui est en accord avec des résultats de la littérature ([KESHOCK-1964], [COLE-1966]). Les différents travaux relatifs concluent sur le fait que la force d'inertie joue un rôle prédominant lorsque la croissance est rapide, c'est-à-dire pour des sous-refroidissements faibles et/ou des flux de chauffe (et donc des surchauffes) élevés. Dans notre cas, nous ne pouvons pas réellement vérifier ces travaux car les valeurs des nombres de Reynolds restent faibles.

D'un point de vue purement thermique, lorsque la température du bain liquide varie, la masse volumique, la viscosité et la tension de surface du liquide varient (force de tension superficielle, flottabilité). D'un point de vue mécanique, le changement de « vitesse » de croissance de la bulle entraîne une modification des forces liées au déplacement de la bulle (inertie, frottement). La force qui, en conséquence, ne va pas varier est donc la force liée à la pression de contact. Dans notre cas, la force de sillage (après détachement de la bulle) peut être négligée car la fréquence des bulles est faible. Cependant, ici, dans notre configuration, les vitesses de croissance sont lentes en comparaison de celles obtenues pour des bulles croissant au-dessus d'une paroi. Les forces d'inertie devraient donc être peu élevées. Nous nous sommes posé la question de l'importance des effets visqueux dans la stabilisation de la bulle. Les valeurs des nombres de Reynolds calculés et donnés dans le Tableau IV-1 et dans le Tableau IV-2 sont

compris entre des valeurs proches de l'unité ou de la dizaine : ainsi, dans notre cas, les effets visqueux, s'ils ne sont pas nécessairement dominants, sont tout de même importants et contribuent donc aussi à la stabilisation de la bulle.

Une autre étude a été menée sur l'influence de l'angle d'inclinaison sur le diamètre de détachement. Comme nous nous y attendions, ce dernier diminue lorsque la surface de nucléation est plus inclinée (Figure IV-18). Les forces de flottabilité (agissant en « faveur » du détachement de la bulle) sont donc bien modifiées.

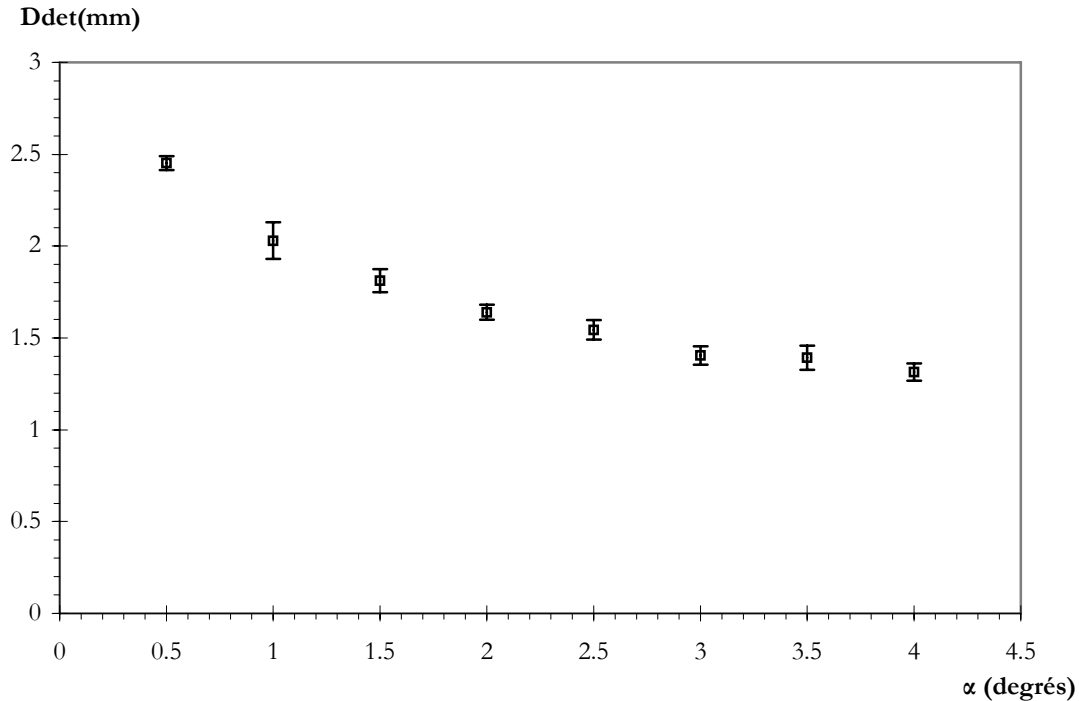


Figure IV-18 : Influence de l'inclinaison sur le diamètre de détachement. $\Delta T_{sub}=8,3\pm0,2^{\circ}\text{C}$, $P_c= 600 \text{ mW}$.

Puisque, avec nos cinétiques de croissance, il n'est pas possible de réellement conclure sur la prédominance de l'inertie ou de la viscosité, nous avons décidé d'estimer l'ordre de grandeur des différentes forces agissant sur la bulle de vapeur au cours de sa croissance. En effet, notre configuration étant différente de celles habituellement présentées dans la littérature, les temps caractéristiques sont aussi différents. Ainsi, une force telle que, par exemple, la force capillaire, généralement négligeable dans le cas d'une bulle en croissance au-dessus d'une paroi, peut être importante dans notre cas. La section suivante présente le calcul des ordres de grandeur des différentes forces.

IV-A-3-2-ii- Évaluation des forces agissant sur la bulle.

Dans notre cas, les forces agissant sur la bulle au cours de sa croissance sont : la force de flottabilité, la force d'inertie, la force de traînée visqueuse, la force de contact, la force de capillarité et la force ascensionnelle (Cf. Figure IV-19).

Nous allons, dans cette section, évaluer les ordres de grandeur de ces différentes forces ([KLAUSNER-1993], [GINET-1999], [THORNCROFT-2001], [DUHAR-2003], [COLIN-2003]) au détachement de la bulle. Les forces ont été projetées sur l'axe « x » (Figure IV-13).

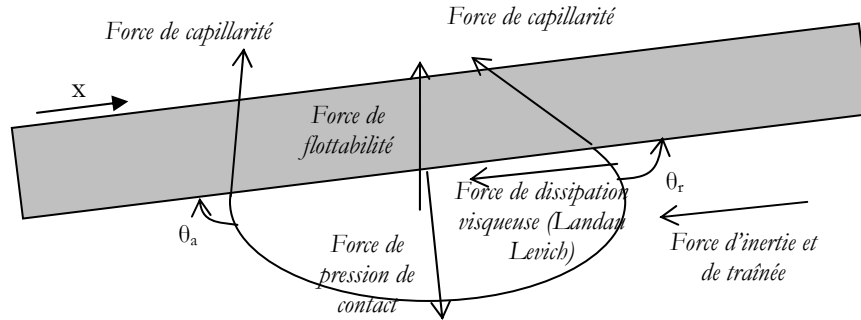


Figure IV-19 : Représentation schématique des différentes forces agissant sur la bulle de vapeur.

La force de flottabilité :

$$F_F \propto (\rho_l - \rho_v) g V_b \sin \alpha \quad (IV-94)$$

La force de pression de contact : nulle car normale à la paroi

La force d'inertie :

$$F_i \propto \rho_l R h \left(\dot{R}^2 \right) \quad (IV-95)$$

La force de traînée :

$$F_v \propto \rho_l v_l R \dot{R} \quad (IV-96)$$

La force de sillage : elle peut être négligée ici car la fréquence des bulles est faible.

Étant donné que la surface est inclinée il y a une dissymétrie de la bulle, et les angles de contact de chaque côté ne sont pas identiques.

La force de capillarité :

$$F_c \propto \sigma R_m (\theta_r - \theta_a) (\sin \theta_r + \sin \theta_a) \quad [\text{COLIN-2003}] \quad (IV-97)$$

Notre liquide étant extrêmement mouillant, on va approximer notre liquide comme étant totalement mouillant afin de simplifier certaines expressions (ceci n'est pas aberrant puisque lorsque nous déposons une goutte de Fluorinert sur une surface en cuivre, la goutte s'étale quasiment totalement). On peut donc utiliser la relation liant l'angle de contact dynamique θ_d à la vitesse : $u \propto \theta_d^3$ [DE GENNES-2002], ce qui conduit à : $\theta_r - \theta_a \approx \pi Ca^{1/3}$

Avec « Ca » le nombre capillaire donné par : $Ca = \frac{\dot{R} \mu_l}{\sigma}$

Les angles de contact étant faibles, et supposés peu différents : $\sin \theta_r + \sin \theta_a \approx 2 \sin(\theta)$

D'où : $F_c \propto \sigma R_m \pi Ca^{1/3} 2(\sin \theta)$

Par ailleurs, les forces dynamiques (inertie et visqueuse), prises en compte ici, ne sont que les forces volumiques loin de la paroi. La croissance de la bulle proche de la paroi induit l'expulsion du liquide contenu dans le « coin » de la bulle. La dissipation visqueuse dans ce petit volume de liquide peut être approchée par un modèle de type Landau-Levich (entraînement visqueux d'un film liquide) présenté dans le cas de « bulles rampantes » (bulle d'air placée sous un plan incliné) dans la thèse d'Aussillous [AUSSILLOUS-2002]. Ce modèle est valable si $Ca < 1$, or dans notre cas, le nombre capillaire est de l'ordre de 10^{-5} .

La force de dissipation visqueuse (type Landau-Levich) : $F_{LL} \propto \sigma R Ca^{2/3}$ (IV-98)

Les ordres de grandeur calculés sont donnés dans le Tableau IV-4.

a (degrés)	U_x (mm.s ⁻¹)	F_F (N)	F_i (N)	F_v (N)	Ca	F_{LL} (N)	F_c (N)
0,5	0,15	$7,1.10^{-7}$	$3,8.10^{-10}$	$2,4.10^{-10}$	$2,0.10^{-5}$	$8,7.10^{-9}$	$4,2.10^{-7}$
1	0,16	$8,9.10^{-7}$	$1,6.10^{-10}$	$1,6.10^{-10}$	$1,7.10^{-5}$	$6,1.10^{-9}$	$3,2.10^{-7}$
1,5	0,17	$9,8.10^{-7}$	$1,5.10^{-10}$	$1,5.10^{-10}$	$1,9.10^{-5}$	$5,6.10^{-9}$	$2,8.10^{-7}$
2	0,20	$9,2.10^{-7}$	$1,8.10^{-10}$	$1,6.10^{-10}$	$2,3.10^{-5}$	$5,8.10^{-9}$	$2,7.10^{-7}$
2,5	0,22	$1,0.10^{-6}$	$2,0.10^{-10}$	$1,7.10^{-10}$	$2,5.10^{-5}$	$5,8.10^{-9}$	$2,6.10^{-7}$
3	0,27	$9,8.10^{-7}$	$2,5.10^{-10}$	$1,9.10^{-10}$	$3,1.10^{-5}$	$6,2.10^{-9}$	$2,6.10^{-7}$
3,5	0,39	$1,0.10^{-6}$	$4,7.10^{-10}$	$2,6.10^{-10}$	$4,4.10^{-5}$	$7,5.10^{-9}$	$2,8.10^{-7}$
4	0,49	$1,0.10^{-6}$	$7,0.10^{-10}$	$3,2.10^{-10}$	$5,5.10^{-5}$	$8,5.10^{-9}$	$3,0.10^{-7}$

Tableau IV-4 : Estimation de l'ordre de grandeur des forces projetées selon l'axe x (tangent à la paroi) , au moment du détachement de la bulle, et ce pour différentes inclinaisons.

Les ordres de grandeurs ont été calculés dans toutes nos conditions opératoires et ils ne changent pas. Ainsi, dans nos conditions opératoires testées, quelle que soit la température du liquide, la puissance de chauffe imposée et l'inclinaison de la paroi, on obtient finalement les valeurs données dans le tableau ci-dessous :

F_F (N)	F_i (N)	F_v (N)	F_{LL} (N)	F_c (N)	Ca
$\sim 10^{-7}$ à 10^{-6}	$\sim 10^{-10}$	$\sim 10^{-10}$	$\sim 10^{-9}$ à 10^{-8}	$\sim 10^{-7}$	$\sim 10^{-5}$

Tableau IV-5 : Ordre de grandeur des forces projetées selon l'axe x(tangent à la paroi) , au moment du détachement de la bulle, pour différents sous-refroidissement (2 à 10°C), différentes puissances de chauffe (500 à 1000 mW) et différentes inclinaisons (0,5 à 4,8°).

On peut en conclure que les deux forces dominantes, pour notre configuration particulière, sont les forces statiques (capillarité et flottabilité) alors que les forces dynamiques apparaissent négligeables. Ce résultat est très différent de ce que l'on observe dans le cas où la bulle de vapeur est créée sur une surface : les forces de capillarités et de dissipation visqueuse dans le « coin » de la bulle étant souvent négligeables devant les forces d'inertie et/ou de traînée visqueuse.

L'importance relative des effets thermiques par rapport aux forces de flottabilité est mise en évidence à travers la Figure IV-20. Aux angles d'inclinaisons les plus faibles, les diamètres de détachement sont fortement influencés par les conditions thermiques (sous-refroidissement et puissance de chauffe). En revanche, on remarque nettement sur la courbe qu'aux angles plus élevés, les courbes se superposent et donc que les effets liés à la thermique deviennent négligeables devant les effets de la force de flottabilité.

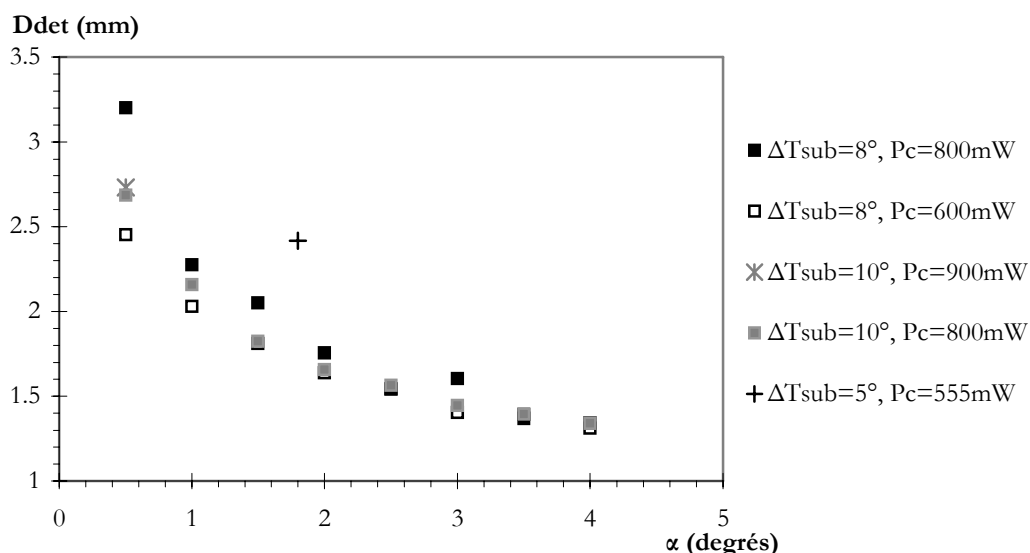


Figure IV-20 : Influence de l'inclinaison sur le diamètre de détachement pour différents sous-refroidissements et puissances de chauffe.

IV-A-3-3- Influence sur la période d'émission.

La variation du niveau de sous-refroidissement, de la puissance de chauffe et de l'inclinaison modifie les périodes d'émission de bulle (temps séparant deux bulles consécutives). Le temps d'attente défini ici correspond au temps entre le départ de la bulle et la première manifestation visible de la bulle suivante.

Lorsque le sous-refroidissement augmente, les temps d'émission (croissance + attente) et le temps de croissance augmentent (Figure IV-21). En première approche, ceci s'explique assez simplement. Le liquide étant sous-refroidi, il y a de la recondensation au niveau du dôme de la bulle de vapeur. Le temps nécessaire pour que la bulle atteigne la taille limite, correspondant à l'équilibre des forces stabilisantes et déstabilisantes, est en conséquence plus élevé. L'évolution du flux net d'évaporation présenté par la suite nous permettra de vérifier cette hypothèse.

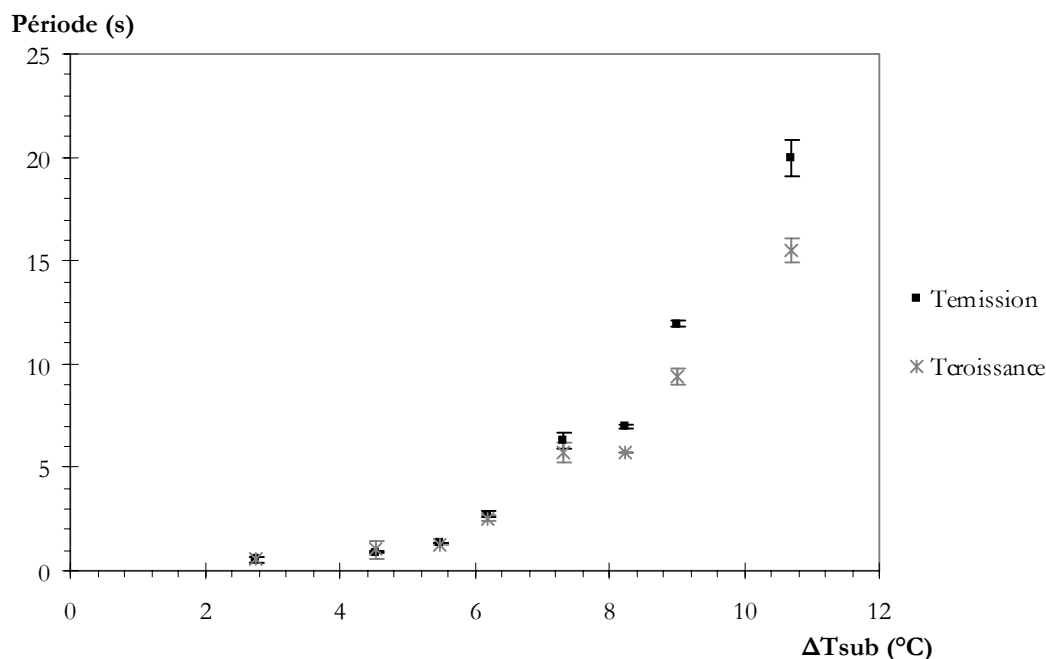


Figure IV-21 : Influence du niveau de sous-refroidissement sur la période de croissance et d'émission de bulles, $\alpha=1,8^\circ$, $P_c=555$ mW.

De plus, on note que l'écart entre la période d'émission et la période de croissance se réduit lorsque le sous-refroidissement diminue. En d'autres termes, le temps d'attente augmente lorsque le niveau de sous-refroidissement augmente. Ce dernier résultat est en désaccord avec certains résultats de la littérature présentés au chapitre II ([IBRAHIM-1985], [JUDD-1999]) mais en accord avec les récents travaux de Zhao *et al.* [ZHAO-2002].

De même, le fait d'augmenter la puissance de chauffe implique une augmentation de la surchauffe, par suite une production plus importante de vapeur, et donc une diminution du temps d'émission de bulle (Figure IV-22). L'angle d'inclinaison modifie lui aussi les périodes de détachement puisque l'équilibre des forces agissant sur la bulle est modifié. Lorsque l'angle augmente, les forces déstabilisantes augmentent et donc la période d'émission diminue. On note aussi sur cette dernière figure que plus l'angle augmente, plus les courbes tendent vers une même valeur.

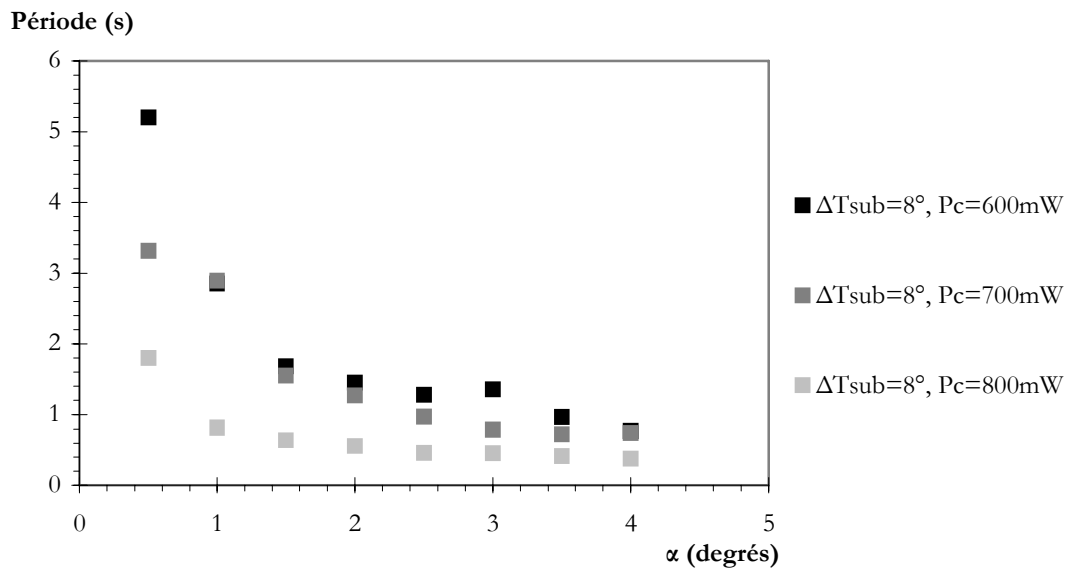


Figure IV-22 : Influence de la puissance de chauffe et de l'inclinaison sur la période d'émission de bulles, $\Delta T_{sub}=8,6\pm0,3^\circ\text{C}$.

IV-A-4- Dynamique de croissance : comparaison des résultats avec la littérature et corrélations.

RÉFÉRENCE	ÉQUATION (numéro d'équation)
Par évaporation de la microcouche seule	
[COOPER-1969-b]	$R(t) = 2,5Ja_1 \sqrt{\frac{a_1 t}{Pr_1}} \quad (II-68)$
[VAN OUWERKERK-1971]	$R(t) = C_5 \sqrt{t} \quad (II-71)$
[MEI-1995-a]	$R(t) = \frac{C_5^2}{f(C_5)} \frac{Ja}{Pr_1^{1/2}} \sqrt{a_1 t} \quad (II-77)$
Par évaporation de la microcouche et sur toute la surface :	
[FYODOROV-1989]	$R(t) = \left[Ja^{3/2} + \frac{6.9Ja_1^{3/4}}{\left(1 + 1070 \frac{\lambda_1}{\lambda_p}\right)^{0.23}} \right]^{2/3} \sqrt{a_1 t} \quad (II-85)$
[BUYEVICH-1996], bulle hémisphérique	$R(t) = C_6 Ja \left(1 + \frac{1}{1.294C_6 \sqrt{Pr}} \right) \sqrt{(a_1 t)} + \text{cte} \quad (II-86)$

Tableau IV-6 : Quelques modèles de croissance utilisés, les expressions détaillées sont données au chapitre I.

Cette section présente la comparaison entre les résultats expérimentaux et certains modèles issus de la littérature et présentés au chapitre I. Le Tableau IV-6 rappelle les cinq modèles que nous avons choisi de traiter ici. Nous n'en présentons pas plus car, d'une part, une représentation déjà complète avait été donnée par Ginet [GINET-1999], d'autre part, certains de ces autres modèles, soit ne sont pas adaptés à nos conditions expérimentales (et donc à nos résultats), soit nécessitent la connaissance de données auxquelles nous n'avons pas accès (couche limite thermique).

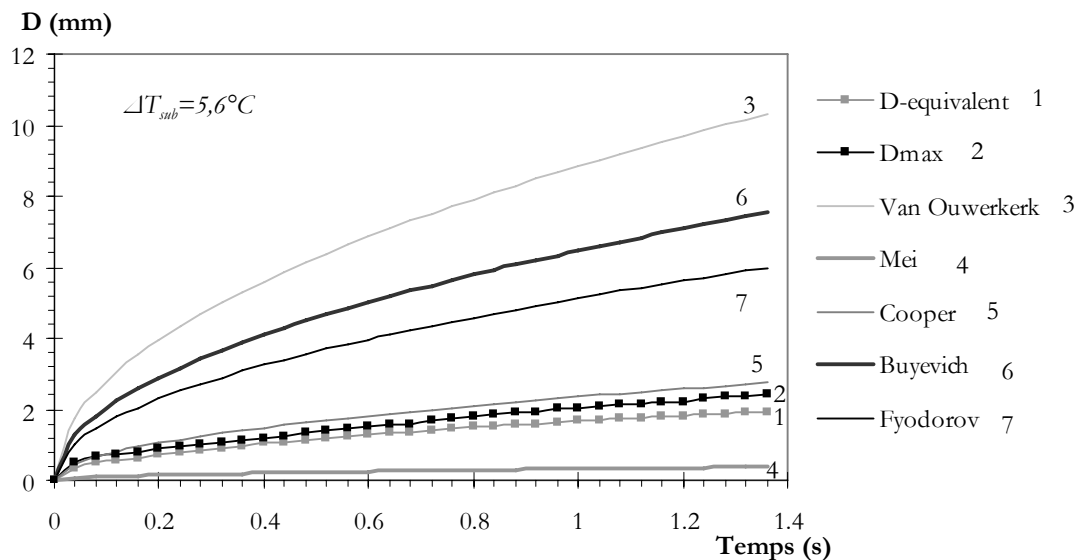


Figure IV-23 : Comparaison de modèles de la littérature et des résultats expérimentaux (diamètre maximal et diamètre équivalent), $\Delta T_{sub} = 5,6^\circ\text{C}$, $P_c = 555 \text{ mW}$, $\alpha = 1,8^\circ$.

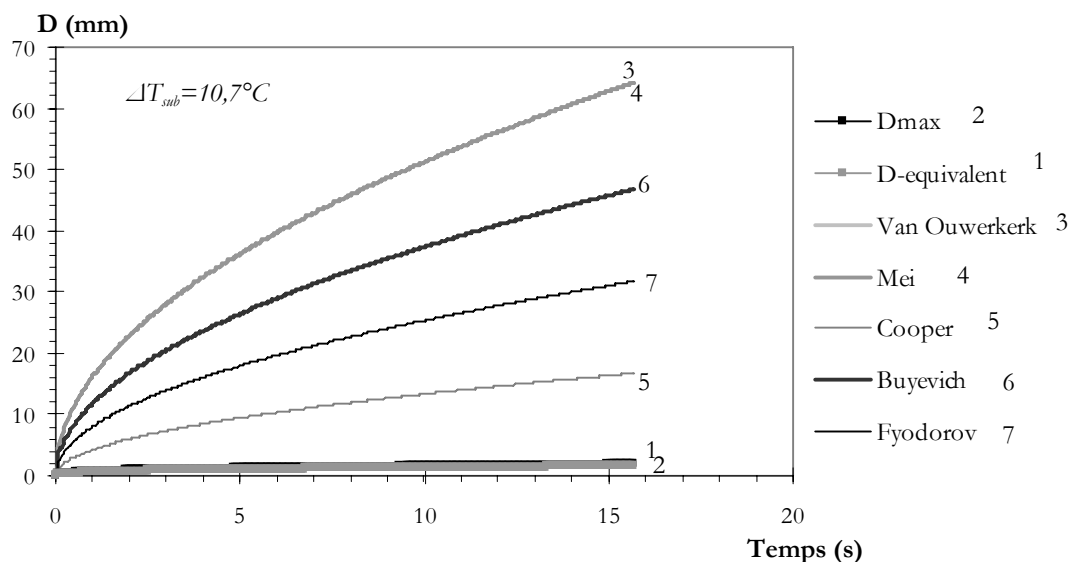


Figure IV-24 : Comparaison de modèles de la littérature et des résultats expérimentaux, (diamètre maximal et diamètre équivalent), $\Delta T_{sub} = 10,7^\circ\text{C}$, $P_c = 555 \text{ mW}$, $\alpha = 1,8^\circ$.

La Figure IV-23 et la Figure IV-24 présentent la comparaison des modèles du Tableau IV-6, avec nos résultats expérimentaux, pour deux sous-refroidissements donnés. Les diamètres maximaux mesurés, et les diamètres de la sphère équivalente sont tracés. Pour le sous-refroidissement le plus élevé (10,7°C, Figure IV-24), tous les modèles considérés surestiment le diamètre de la bulle. En revanche, pour le sous-refroidissement le moins élevé (5,6°C, Figure IV-23), le modèle d'évaporation de la microcouche de Cooper est assez proche des résultats expérimentaux. Le modèle de Mei *et al.* sous estime le diamètre cette fois-ci, alors que les autres modèles surestiment toujours le diamètre, mais de manière moins marquée que pour un sous-refroidissement plus élevé. On peut noter au vu de ces résultats que le modèle de Mei *et al.* est probablement valable pour un sous-refroidissement intermédiaire, mais doit s'en écarter très vite lorsque le sous-refroidissement change.

En fait, ces différents modèles supposent une croissance de bulle de la forme $R(t) = C_0 Ja \sqrt{a_L t}$ avec C_0 une constante de croissance. Or, récemment, les différents résultats expérimentaux de la littérature semblent donner une loi de croissance pour laquelle l'exposant du temps n'est pas 1/2. Qiu et Dhir [QIU-2002] (Cf. Chapitre I, Figure I-16) trouvent un exposant compris entre 0,9 et 2,5 pour différents sous-refroidissements du liquide, différentes surchauffes de la paroi et différentes inclinaisons. Lee *et al.* [LEE-2003] quant à eux trouvent un exposant 1/3 aux premiers temps de la croissance, puis 1/5 ensuite.

En tenant compte de ces considérations, nous avons choisi de comparer la loi de croissance généralement trouvée dans la littérature sous la forme :

$$R(t) = C_0 Ja \sqrt{a_L t} \quad (IV-99)$$

à une corrélation dont l'exposant du temps n'est pas fixé :

$$R(t) = C_0^* Ja (\sqrt{a_L}) t^n \quad (IV-100)$$

Par la suite, toutes les données ayant trait à l'équation IV-99 sont données sous le nom « modèle global tiré de la littérature » ; et toutes les données ayant trait à l'équation IV-100 sont données sous le nom « corrélation »

Les valeurs des constantes de croissance et de l'exposant des équations IV-99 et IV-100, pour différents niveaux de sous-refroidissement, sont données dans le Tableau IV-7. Le rayon considéré ici est la moitié du diamètre maximal de la bulle. Le cas particulier du rayon de la sphère équivalente est traité plus loin. Les constantes de croissance C_0 et C_0^* diminuent lorsque le niveau de sous-refroidissement augmente. De même, on constate que la valeur de l'exposant diminue lorsque le sous-refroidissement augmente. Pour fixer les idées, l'évolution des constantes de croissance et exposants est donnée en Figure IV-25. Cette évolution n'est pas linéaire.

Température du liquide (°C)	Pr	Ja√a _L (m.s ^{-1/2})	Corrélation $R(t) = C_0^* Ja(\sqrt{a_L})t^n$		Modèle global tiré de la littérature $R(t) = C_0 Ja\sqrt{a_L}t$		Écart sur l'exposant
			Constante de croissance C_0^*	Exposant n	Constante de croissance C_0	Exposant	
45,9	9,69	2,63.10 ⁻³	215,8	0,39	168,8	0,50	21,4%
47,2	9,61	2,48.10 ⁻³	300,9	0,40	253,0	0,50	20,2%
48,4	9,53	2,16.10 ⁻³	374,1	0,41	323,9	0,50	17,4%
49,3	9,45	1,93.10 ⁻³	508,8	0,47	490,9	0,50	6,1%
50,4	9,38	1,62.10 ⁻³	944,1	0,48	938,2	0,50	3,3%
51,0	9,30	1,44.10 ⁻³	1413,1	0,53	1405,4	0,50	6,4%

Tableau IV-7 : Constantes de croissance et exposants du modèle tiré de la littérature et du modèle choisi, pour différentes conditions de sous-refroidissement, calculés pour le rayon « maximal » (moitié du diamètre maximal) de la bulle, Pc=555 mW, α=1,8°.

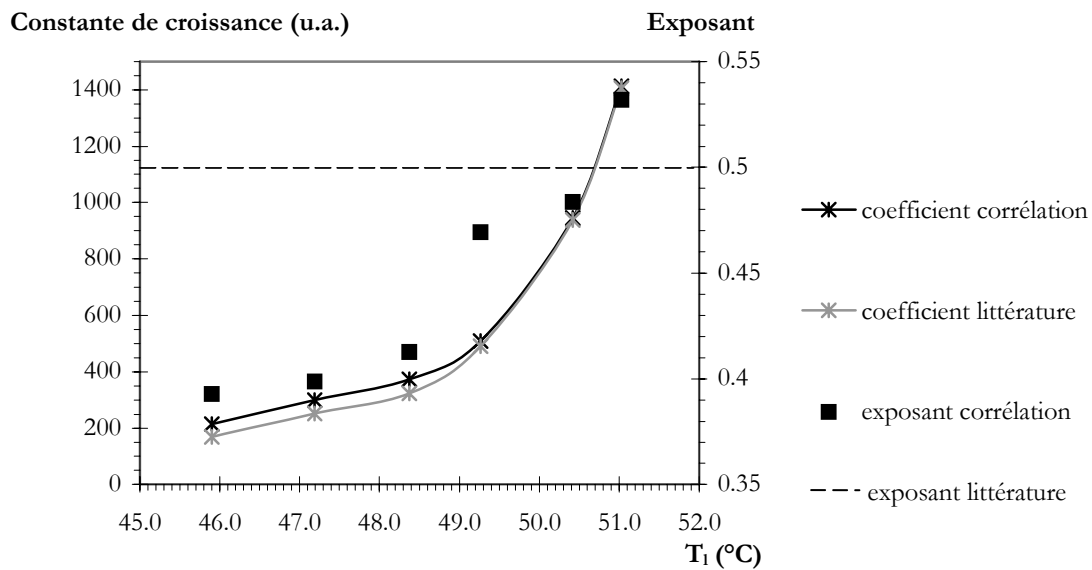


Figure IV-25 : Évolution des constantes de croissance et exposants en fonction de la température du liquide.

Des exemples de courbes obtenues pour trois sous-refroidissements sont donnés sur les Figure IV-26, Figure IV-27 et Figure IV-28. Les données expérimentales, le modèle global tiré de la littérature, et la corrélation que nous avons choisie, sont tracés sur ces trois courbes. La corrélation colle parfaitement aux résultats alors que le modèle global tiré de la littérature est légèrement décalé suivant les sous-refroidissements.

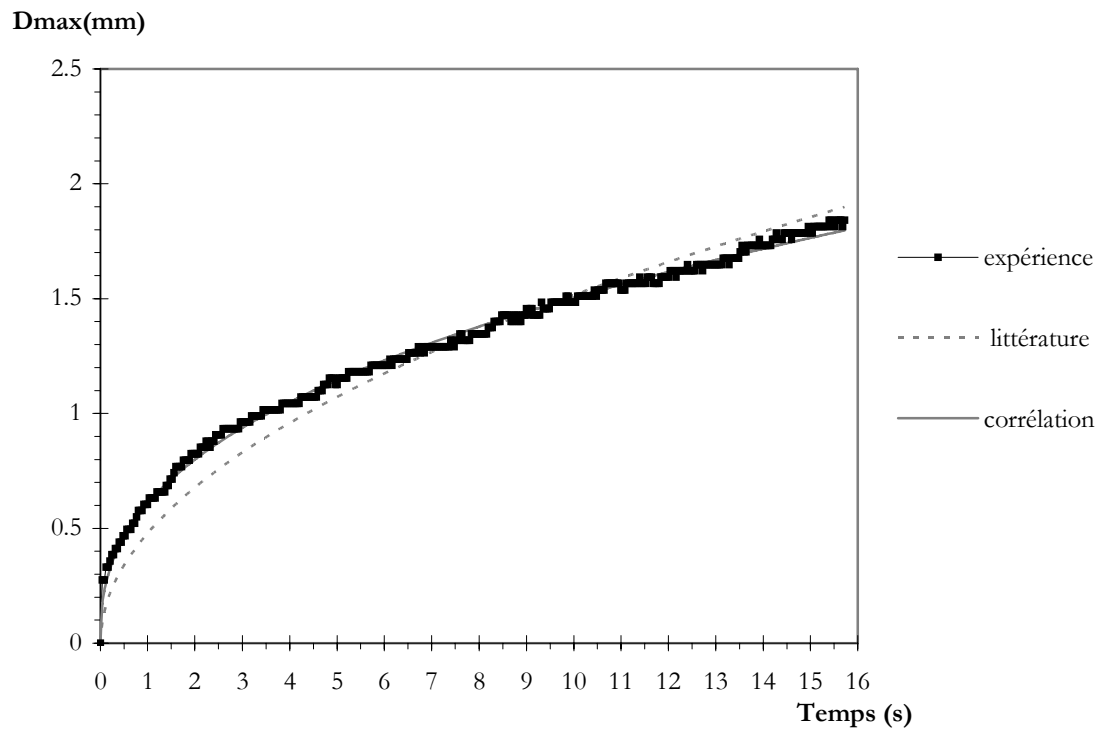


Figure IV-26 : Comparaison expérience et littérature, $\Delta T_{sub}=10,7\pm0,1^{\circ}\text{C}$, $\alpha=1,8^{\circ}$, $P_c=555 \text{ mW}$.

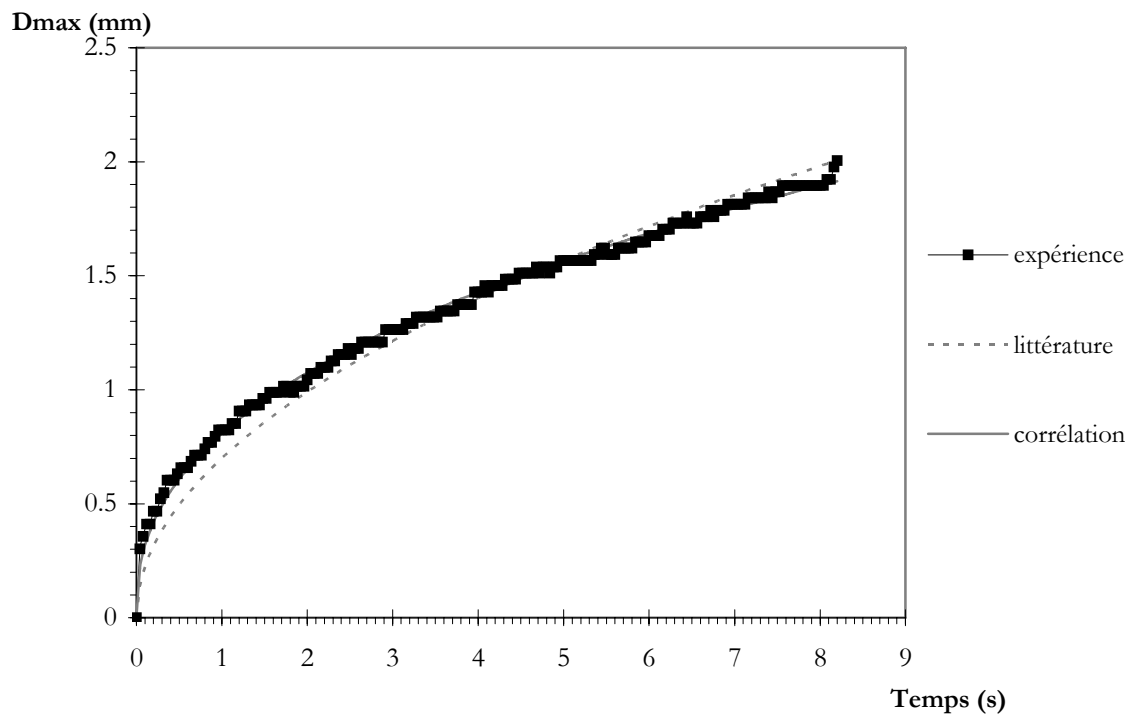


Figure IV-27 : Comparaison expérience et littérature, $\Delta T_{sub}=8,2\pm0,1^{\circ}\text{C}$, $\alpha=1,8^{\circ}$, $P_c=555 \text{ mW}$.

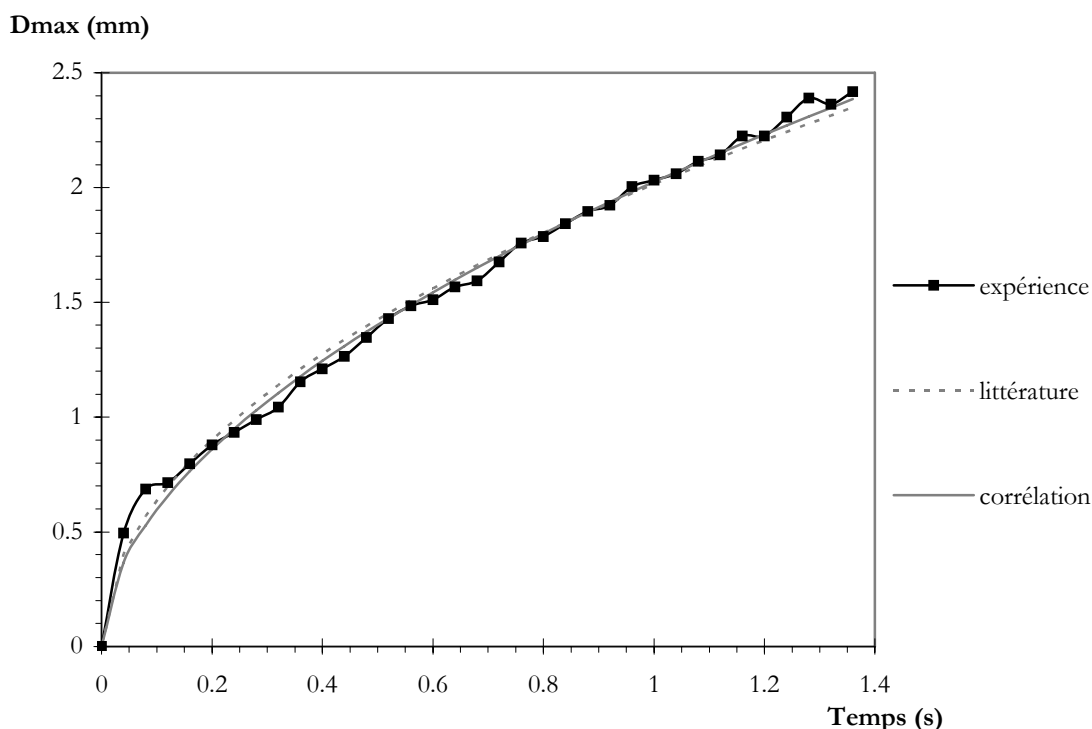


Figure IV-28 : Comparaison expérience et littérature, $\Delta T_{\text{sub}} = 5,6 \pm 0,1^\circ\text{C}$, $\alpha = 1,8^\circ$, $P_c = 555 \text{ mW}$.

Ainsi, plus le liquide est sous-refroidi, plus l'écart entre modèle de la littérature et expérience est grand. Il semble donc que les différents modèles de la littérature ne prennent pas en compte certains phénomènes thermiques qui influencent la dynamique de la bulle. Il est important de noter que la plupart des modèles actuels sont basés sur la résolution des équations de bilan établies en supposant le cas d'un liquide à saturation ou uniformément surchauffé (absence de gradient thermique le long de l'interface, Cf. ANNEXE C).

Étant donné que notre configuration est particulière, nous avons voulu vérifier si le résultat précédent était toujours vrai lorsque l'on traçait cette fois-ci l'évolution temporelle du rayon de la sphère équivalente (calculé à partir des mesures de volume). On retrouve dans le Tableau IV-8 des résultats de comportements identiques aux résultats obtenus avec le diamètre maximal de la bulle : les modèles s'écartent des expériences lorsque le niveau de sous-refroidissement augmente et l'exposant du temps décroît avec la température du bain liquide.

Température du liquide ($^\circ\text{C}$)	Corrélation		Modèle global tiré de la littérature	
	Constante de croissance C_0^*	Exposant n	Constante de croissance C_0	Exposant
45,9	109,5	0,36	80,8	0,5
47,2	142,4	0,37	113,1	0,5
48,4	176,6	0,37	143,7	0,5
49,3	224,1	0,43	206,3	0,5
50,4	370,9	0,45	362,2	0,5
51,0	578,9	0,51	578,4	0,5

Tableau IV-8 : Constantes de croissance et exposants du modèle tiré de la littérature et du modèle choisi, pour différentes conditions de sous-refroidissement, calculés pour le rayon équivalent, $P_c = 555 \text{ mW}$, $\alpha = 1,8^\circ$.

Afin d'affiner l'influence des conditions thermiques, nous avons étudié l'effet de la variation de la puissance de chauffe (et donc de la surchauffe) sur la dynamique de croissance de la bulle. Les valeurs des constantes de croissance et exposants dans ce cas-là sont regroupées dans le Tableau IV-9. L'exposant et la constante de croissance diminuent tous les deux lorsque la puissance de chauffe diminue.

Puissance de chauffe (mW)	Corrélation		Modèle global tiré de la littérature	
	<i>Constante de croissance C_0^*</i>	<i>Exposant N</i>	<i>Constante de croissance C_0</i>	<i>Exposant</i>
555	374,2	0,44	348,0	0,5
655	502,5	0,47	491,1	0,5
755	665,7	0,54	671,2	0,5

Tableau IV-9 : Constantes de croissance et exposants du modèle tiré de la littérature et du modèle choisi, pour différentes puissances de chauffe, $\Delta T_{\text{sub}}=8,3\pm 0,3^\circ\text{C}$, $\alpha=1,4^\circ$.

Nous avons ensuite étudié l'effet de l'inclinaison sur les constantes de croissance et sur les exposants. Pour des conditions données de sous-refroidissement et de puissance de chauffe, les valeurs obtenues sont regroupées dans le Tableau IV-10. L'inclinaison n'entraîne pas de modification visible de la valeur de l'exposant, ni de la valeur des constantes de croissance. Les différentes valeurs sont cependant quelque peu dispersées, comme on peut le voir pour l'exposant sur la Figure IV-29. Or, d'une série de mesures à une autre, la température du bain liquide peut être légèrement différente. Nous avons donc tracé l'exposant en fonction de la température du liquide : on constate sur la Figure IV-30 que les légères fluctuations de la valeur de l'exposant sont en fait directement liées aux fluctuations de température.

Angle (degrés)	Corrélation		Modèle global tiré de la littérature	
	<i>Constante de croissance C_0^*</i>	<i>Exposant N</i>	<i>Constante de croissance C_0</i>	<i>Exposant</i>
0,5	545,0	0,44	526,0	0,5
1	518,8	0,41	493,4	0,5
1,5	573,4	0,43	575,5	0,5
2	603,6	0,42	622,2	0,5
2,5	629,4	0,42	661,8	0,5
3	682,2	0,45	704,9	0,5
3,5	724,5	0,43	780,4	0,5
4	641,2	0,42	678,4	0,5

Tableau IV-10 : Constantes de croissance et exposants du modèle tiré de la littérature et du modèle choisi, pour différentes inclinaisons, $\Delta T_{\text{sub}}=8,3\pm 0,2^\circ\text{C}$, $P_c=700\text{ mW}$.

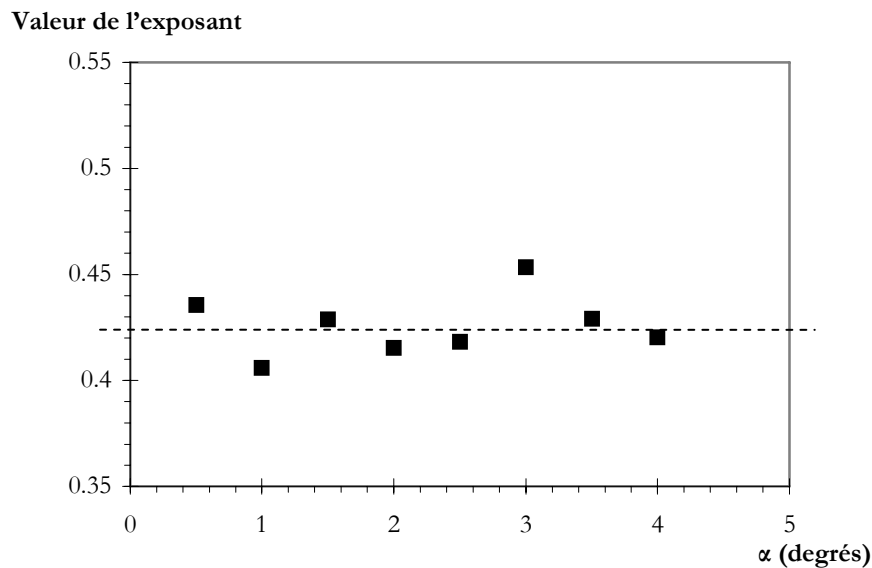


Figure IV-29 : Exposant en fonction de l'angle d'inclinaison. : Variation de l'exposant en fonction de l'inclinaison, $\Delta T_{\text{sub}} = 8,3 \pm 0,2^\circ\text{C}$, $P_c = 700 \text{ mW}$.

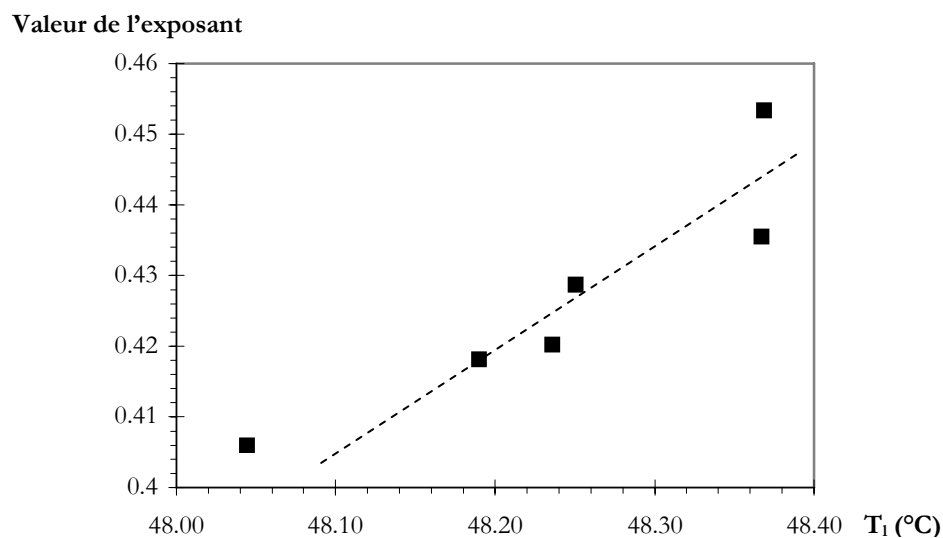


Figure IV-30 : Valeur de l'exposant déterminé pour différentes inclinaison, en fonction de la température du liquide correspondant à l'expérience : lien entre exposant et température du liquide.

Ainsi, il ressort de notre étude que l'on obtient des exposants ayant des ordres de grandeur compatibles avec les valeurs proposées dans la littérature d'après les modèles théoriques ($1/2$) ou d'après des modèles analytiques ($1/3$, $1/5 \dots$) mais qu'ils ne sont pas toujours constants. Ils dépendent visiblement des conditions thermiques (surchauffe et sous-refroidissement), soit en fait de la température de paroi et de la température du liquide. De plus, comme cela a été mis en évidence sur la Figure IV-25, cette dépendance n'est pas linéaire. Le gradient de température dans lequel la bulle se développe a donc une influence directe sur sa dynamique de croissance.

IV-A-5- Détermination des flux nets de changement d'état.

IV-A-5-1- Flux instantanés.

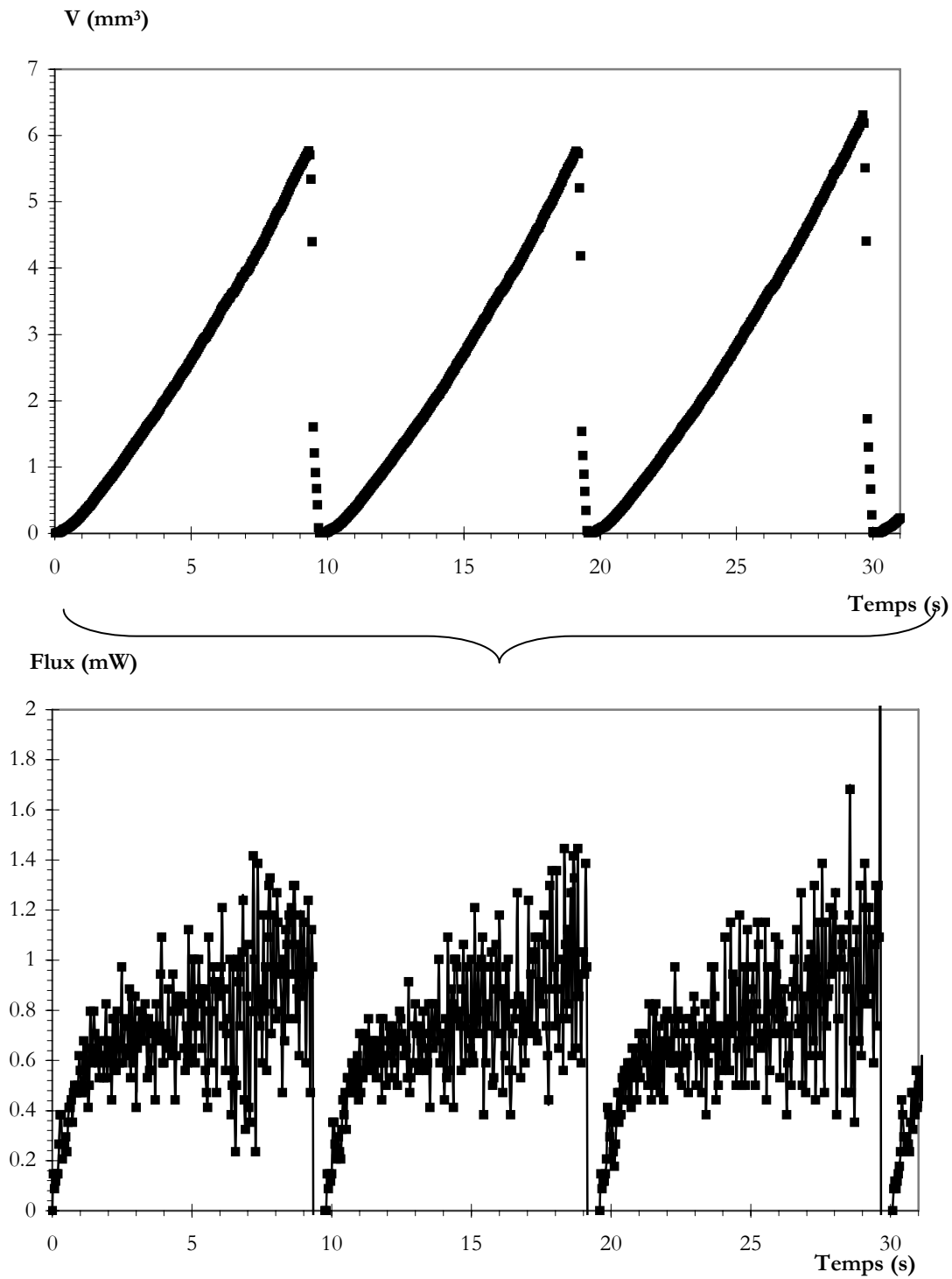


Figure IV-31 : Volume et flux d'évaporation, $\Delta T_{\text{sub}} = 9,4 \pm 0,1^\circ\text{C}$, $P_c = 700$ mW, $\alpha = 0,5^\circ$.

A partir des variations temporelles du volume de la bulle, les flux d'évaporations nets instantanés et moyens sont déterminés.

En supposant que la vapeur de la bulle est à température de saturation et à pression constante, le flux instantané net d'évaporation est obtenu en utilisant la relation suivante :

$$\Psi = h_{lv} \rho_v \frac{dV}{dt} \quad (IV-101)$$

Les courbes de variation de flux sont obtenues directement point par point à partir des courbes de variation de volume par dérivée numérique :

$$\Psi_i = h_{lv} \rho_v \frac{V_i - V_{i-1}}{t_i - t_{i-1}} \quad (IV-102)$$

Pour des sous-refroidissements différents, on note une différence de comportement (Figure IV-32). En effet, pour un sous-refroidissement de 8,4°C, le flux d'évaporation instantané augmente de manière continue au cours de la croissance de la bulle. En revanche, lorsque le sous-refroidissement est plus élevé (10°C), le flux d'évaporation instantané croît rapidement dans un premier temps puis dans un second temps, il se stabilise (palier). On peut certainement attribuer l'apparition de ces « paliers » à la recondensation au sommet de la bulle lorsqu'elle atteint une certaine taille.

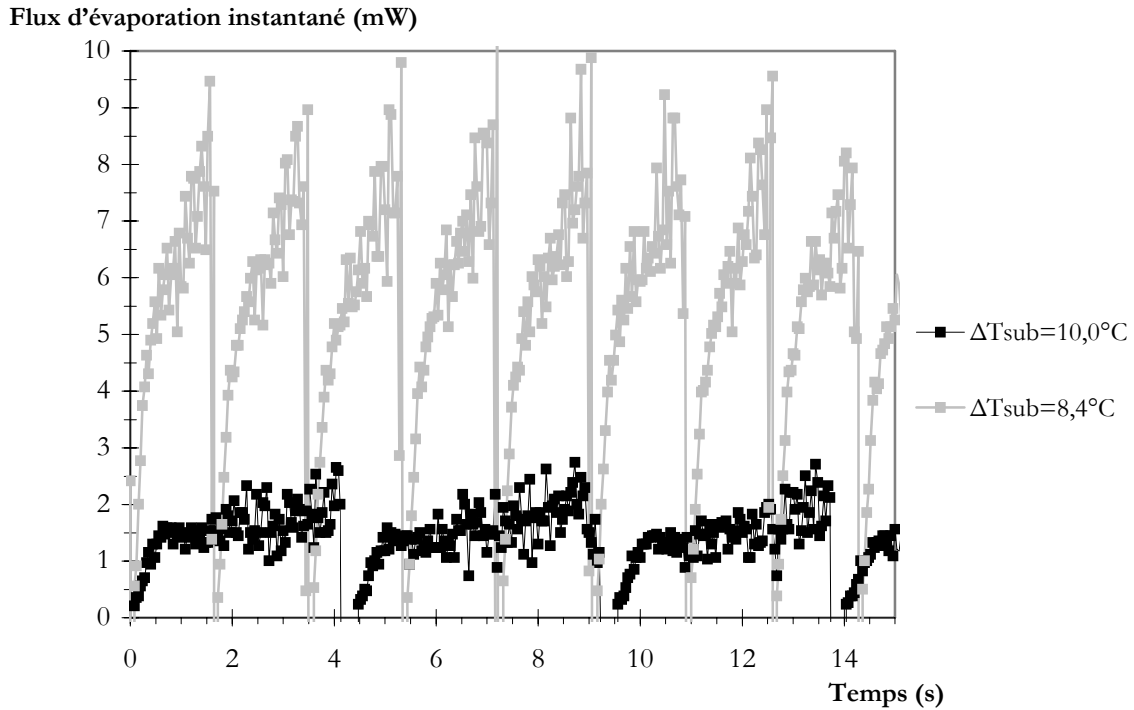


Figure IV-32 : Flux d'évaporation, $P_c=800$ mW, $\alpha=0,5^\circ$.

Flux d'évaporation instantané (mW)

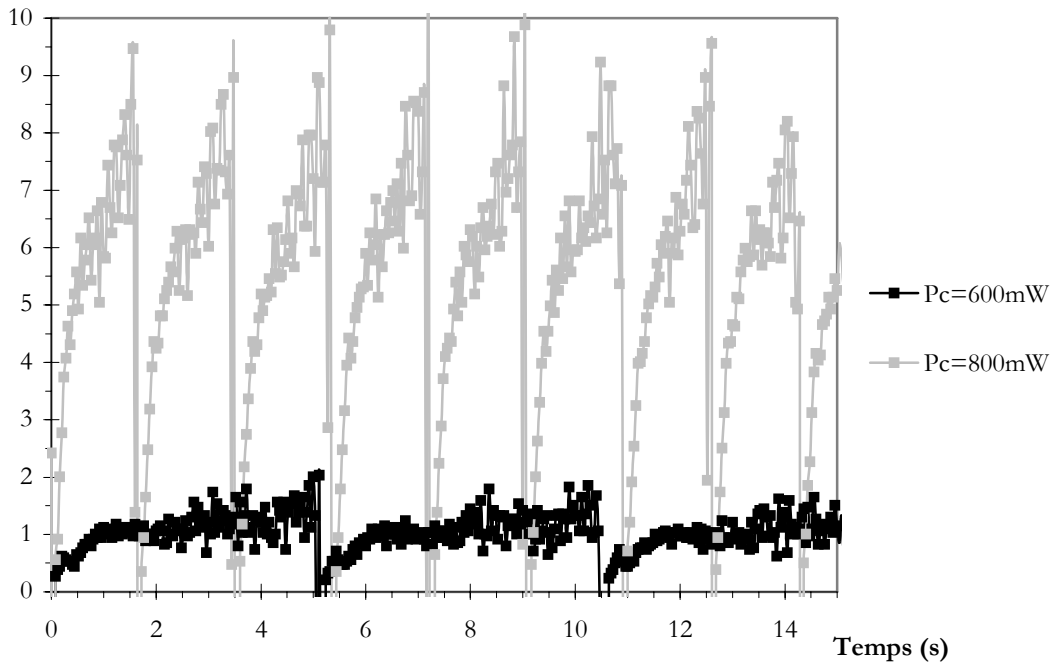


Figure IV-33 : Flux d'évaporation, $\Delta T_{\text{sub}} = 8,3 \pm 0,2^\circ \text{C}$, $\alpha = 0,5^\circ$.

Flux d'évaporation instantané (mW)

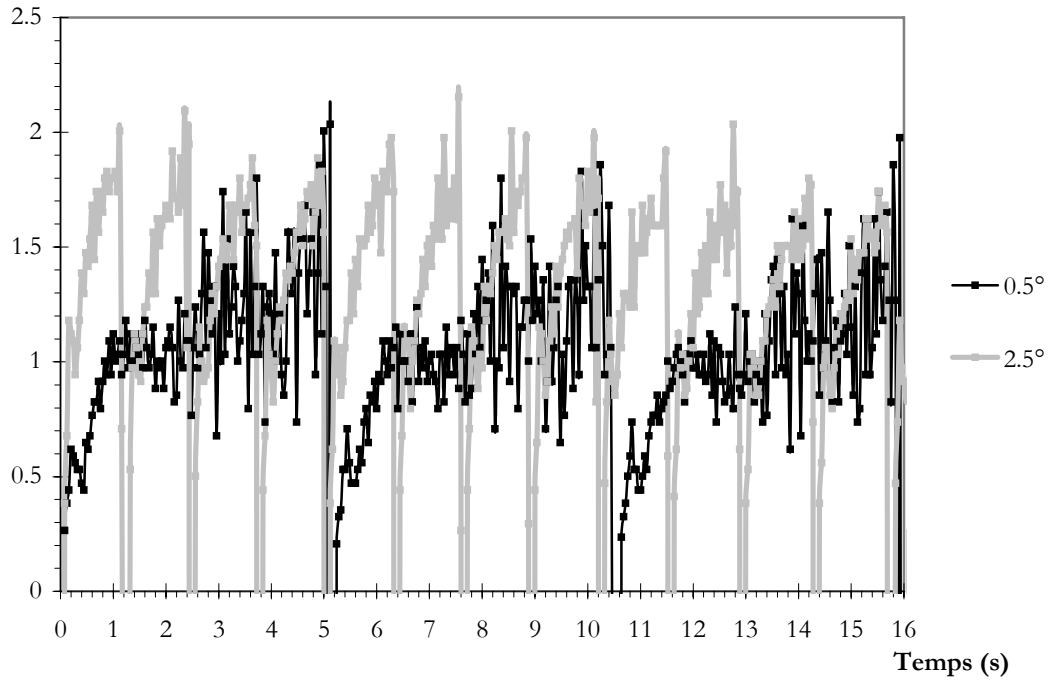


Figure IV-34 : Flux d'évaporation, $\Delta T_{\text{sub}} = 8,2 \pm 0,1^\circ \text{C}$, $P_c = 600 \text{ mW}$.

De la même manière, on note une différence de comportement suivant la puissance de chauffe fournie (Figure IV-33). Pour une puissance de chauffe de 800 mW, le flux d'évaporation instantané augmente constamment au cours de la croissance de la bulle, alors qu'à une puissance de chauffe de 600 mW, le flux d'évaporation augmente de manière importante dans un premier temps, puis, dans un second temps, demeure relativement stable. Une diminution de la puissance de chauffe serait, dans une certaine mesure, équivalente à une augmentation du sous-refroidissement. Cette hypothèse sera effectivement confirmée par les mesures thermiques présentées plus loin. Enfin, lorsque l'on fait varier l'angle d'inclinaison de la surface de nucléation, on observe principalement une influence sur la période du signal (Figure IV-34).

Ainsi, une diminution du niveau de sous-refroidissement, ou une augmentation de la puissance de chauffe, se traduisent par un effet semblable sur le flux d'évaporation. On retrouve là l'analogie sur la variation de comportement que l'on trouve par ailleurs sur les exposants des lois de croissance.

IV-A-5-2- Flux moyens.

Flux d'évaporation moyen

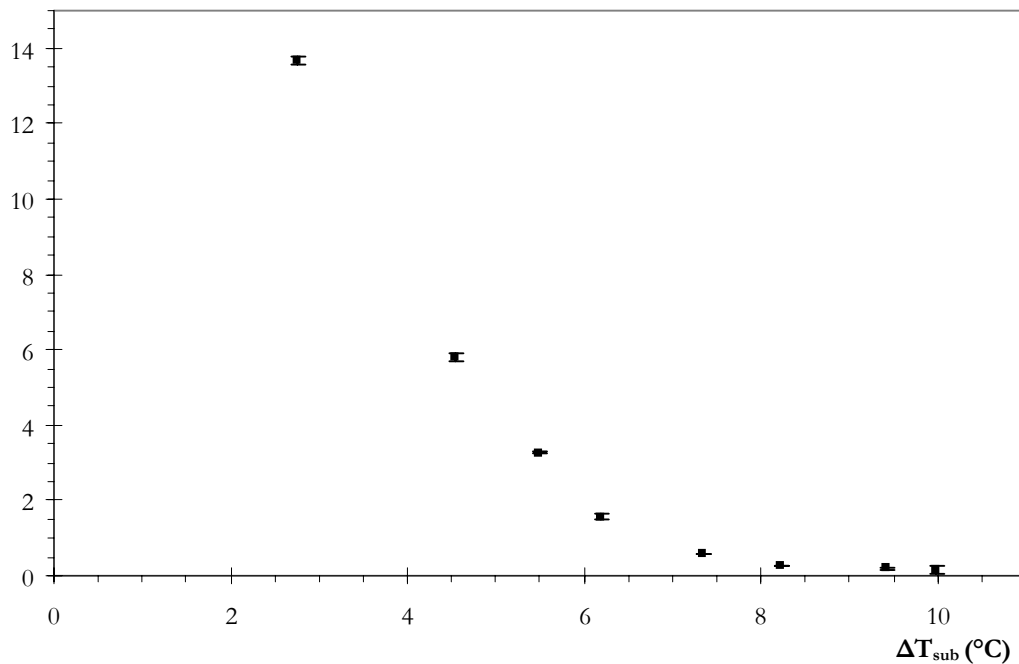


Figure IV-35 : Flux d'évaporation moyen en fonction du sous-refroidissement, $P_c=555$ mW, $\alpha=1,8^\circ$. [BARTHES-2005-b].

Le flux moyen d'évaporation est déterminé par la relation suivante :

$$\Psi = h_{lv} \rho_v \frac{V_{det}}{T_{croissance}} \quad (IV-103)$$

On constate que le flux de chaleur moyen net de changement de phase (calculé durant la phase de croissance de la bulle) donné en Figure IV-35 diminue lorsque le sous-refroidissement augmente. Il s'agit d'un flux moyenné sur le temps de croissance de la bulle. Comme cela a été montré sur la Figure IV-21, le temps de croissance de bulle augmente avec le sous-refroidissement et, parallèlement, le volume de détachement diminue (Cf. Figure IV-6 et Figure IV-16), entraînant par là même une diminution du flux net de changement de phase. Ce résultat est en accord avec l'hypothèse d'une recondensation plus importante à des sous-refroidissements plus élevés.

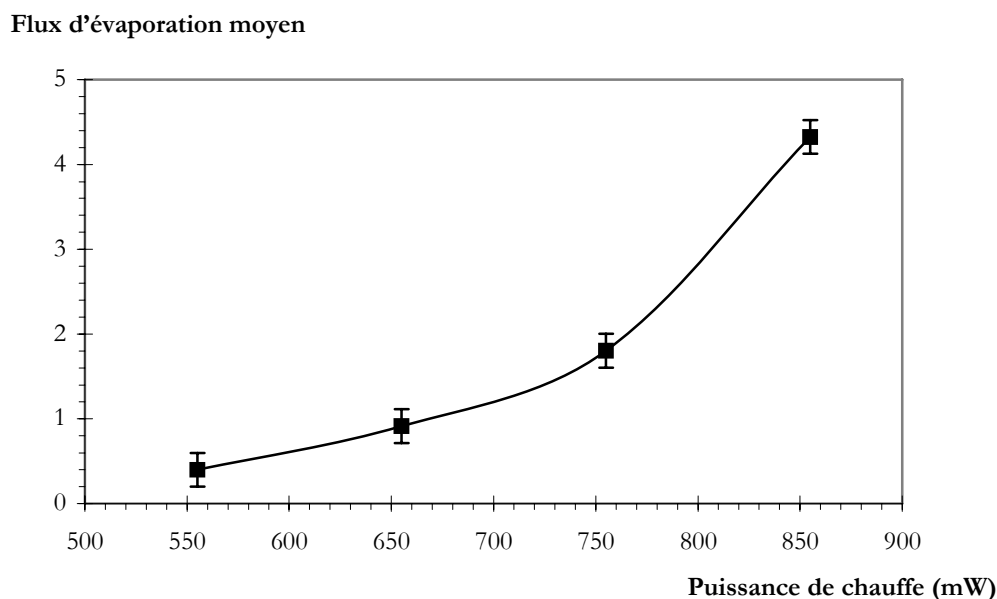


Figure IV-36 : Flux d'évaporation moyen en fonction de la puissance de chauffe, $\Delta T_{\text{sub}} = 8,3 \pm 0,3^\circ\text{C}$, $\alpha = 1,4^\circ$.

On constate que le flux de chaleur d'évaporation moyen net (changement de phase), donné en Figure IV-36 augmente lorsque la puissance de chauffe augmente. Ceci recoupe les résultats obtenus déjà par ailleurs, à savoir que le volume de détachement augmente (Figure IV-8), et que la période d'émission (et donc de croissance) diminue (Figure IV-22) lorsque la puissance de chauffe augmente.

En revanche, le tracé des flux moyens ne montre pas de variation significative en fonction de l'inclinaison (Figure IV-37). En effet, pour deux conditions de flux de chauffe et de température de liquide différentes, le flux d'évaporation fluctue autour d'une valeur à peu près constante. Cette fluctuation est en fait directement liée aux températures du liquide (tout comme pour les lois de croissance, Figure IV-30).

Ainsi, au cours de cette analyse des flux moyens, on retrouve les mêmes comportements que ceux déjà observés au cours de l'étude sur la variation du diamètre de détachement et de la période : une augmentation de la puissance de chauffe ou une diminution du sous-refroidissement se traduisent par des effets semblables sur la production de vapeur. En revanche, l'inclinaison, si elle influe sur le diamètre de détachement et la période d'émission, ne semble pas jouer de rôle sur la production de vapeur.

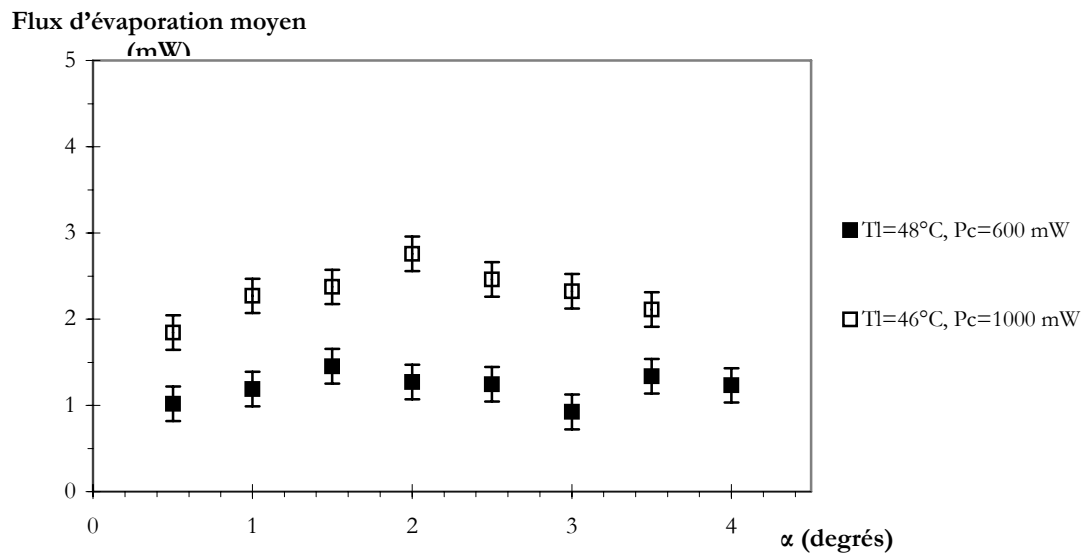


Figure IV-37 : Flux d'évaporation moyen en fonction de l'angle d'inclinaison, pour deux sous-refroidissements et deux puissances de chauffe.

IV-A-5-3- Corrélation entre la hauteur et le diamètre maximal.

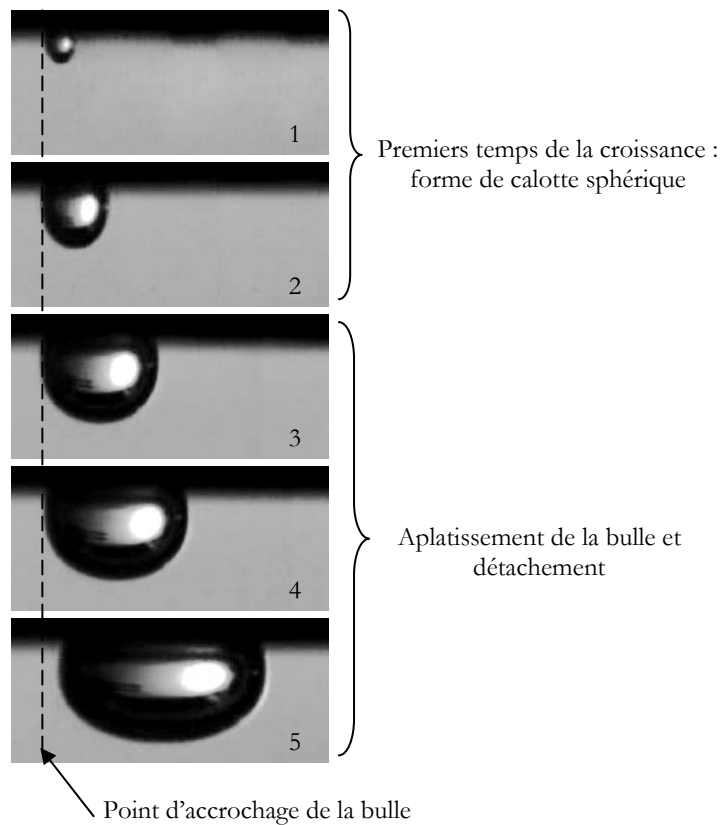


Figure IV-38 : Images de la bulle au cours de sa croissance. $\Delta T_{\text{sub}}=4,6\pm0,1^\circ\text{C}$, $P_c=500\text{ mW}$, $\alpha=0,5^\circ$.

Les films obtenus montrent une évolution de la géométrie de la bulle au cours de la croissance. Celle-ci, en forme de calotte sphérique lorsqu'elle est petite, s'aplatit avant le détachement. La Figure IV-38 montre des photos de la bulle à différents moments de sa croissance.

Pour effectuer une analyse plus fine du phénomène, nous avons tracé l'évolution de la hauteur en fonction du diamètre maximal au même temps. La courbe ainsi obtenue sur la Figure IV-39 présente un point d'inflexion. Un zoom de la première partie de la courbe est donné sur la même figure, et met en évidence un point de transition. Étant donné que la hauteur est entachée d'une erreur (effet mirage), la courbe réelle est légèrement décalée vers le haut.

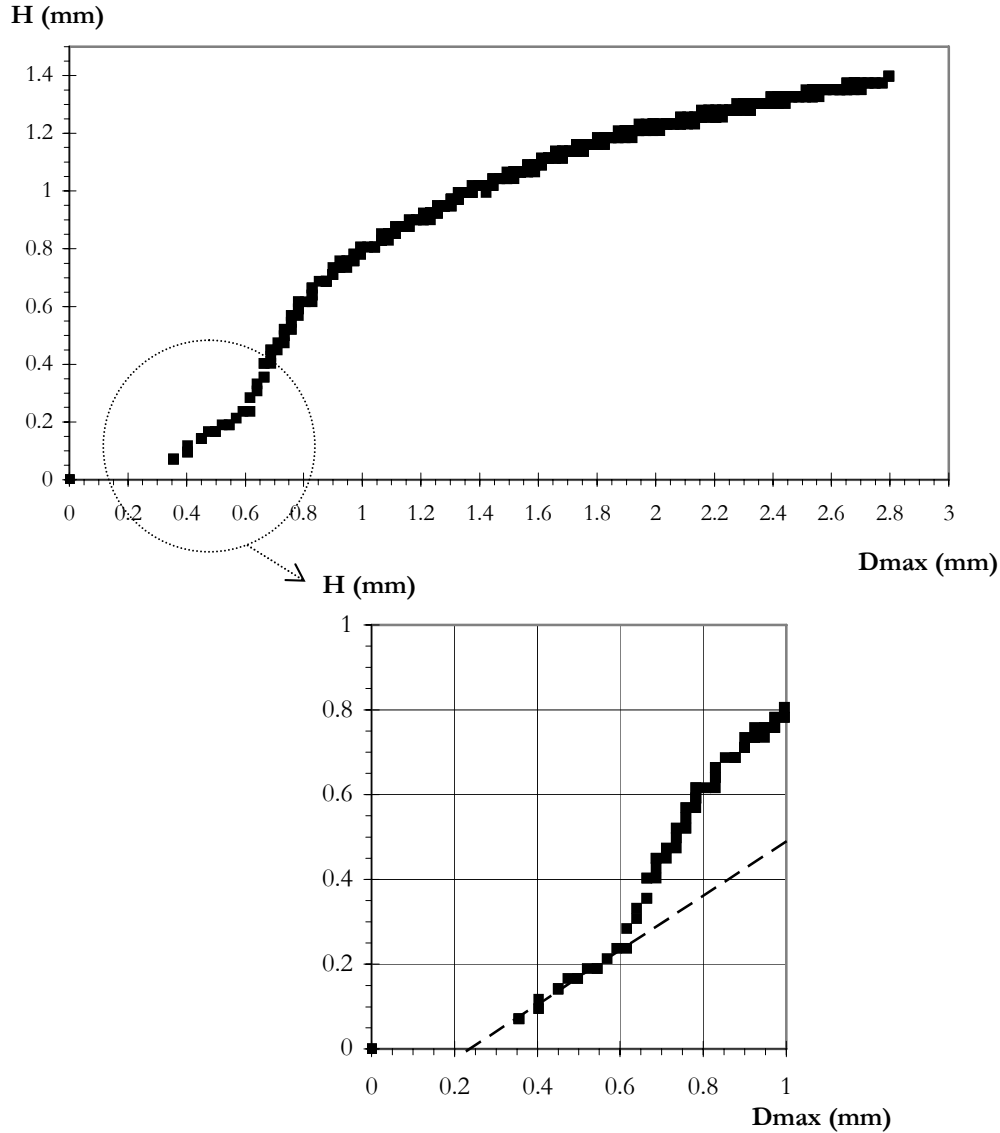


Figure IV-39 : Hauteur en fonction du diamètre maximal, $\Delta T_{sub}=9,9\pm0,1^{\circ}\text{C}$, $P_c=700\text{ mW}$, $\alpha=0,5^{\circ}$.

Quelles que soient les conditions testées, cette allure reste la même (Cf. Figure IV-40 pour des inclinaisons variables, et Figure IV-41 pour des conditions thermiques différentes).

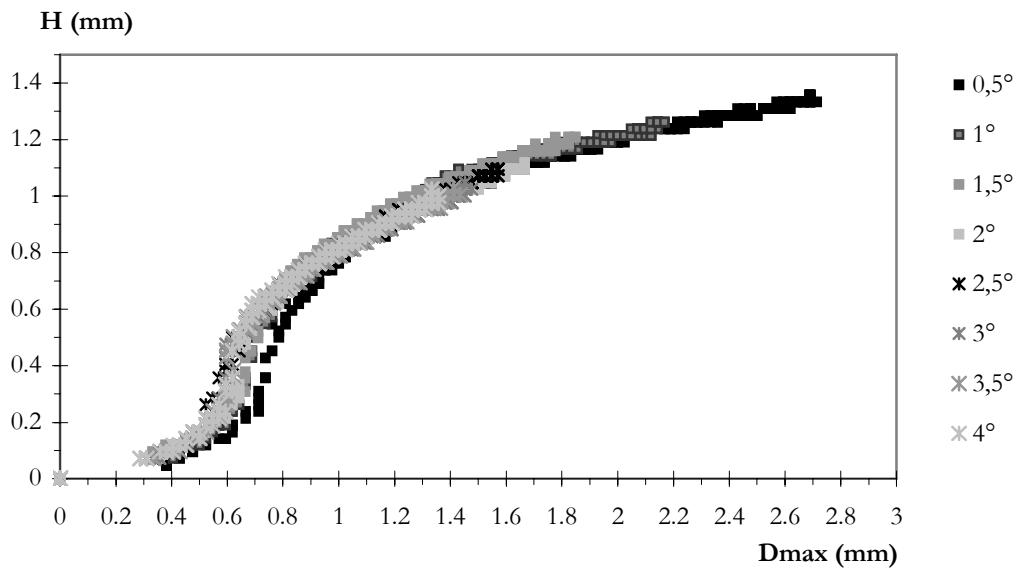


Figure IV-40 : Hauteur en fonction du diamètre maximal pour différentes inclinaisons, $\Delta T_{\text{sub}}=10,0\pm 0,3^{\circ}\text{C}$, $P_c=800\text{ mW}$.

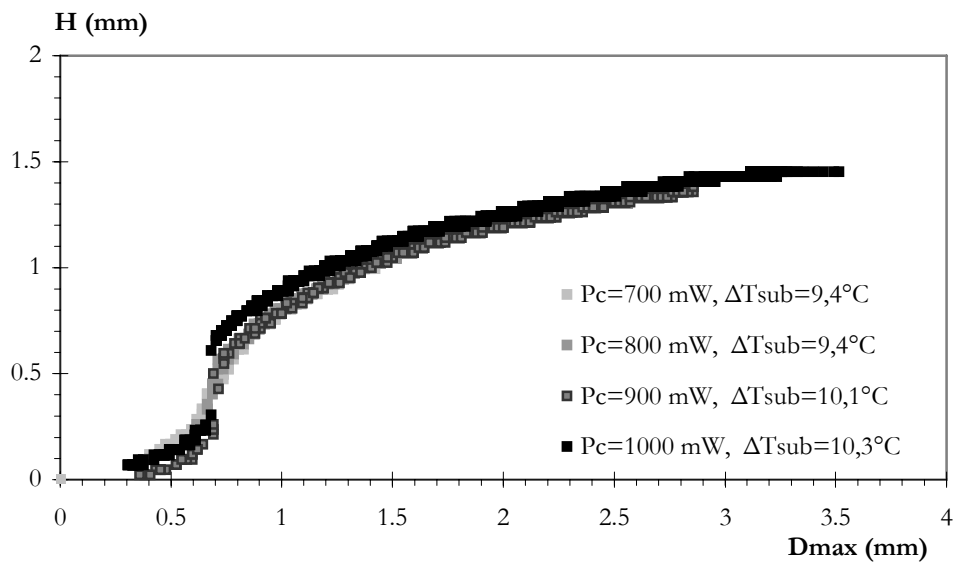


Figure IV-41 : Hauteur en fonction du diamètre maximal pour différentes conditions thermiques, $\alpha=0,5^{\circ}$.

Afin de préciser les étapes de croissance, la trajectoire du centre de gravité de la bulle est représentée en Figure IV-42. Ce tracé, (étudié conjointement avec les images et les contours de la bulle) permet de détailler les différentes phases de croissance :

- ☞ Entre les points A et B : la bulle croît en restant accrochée aux bords du site de nucléation (éventuellement, dans certains cas, dans le site). Elle est de la forme d'une calotte sphérique comme montré précédemment (photo N°1, Figure IV-38).

- ☞ Au point B : la bulle se décroche du côté droit du site et le centre de gravité se déplace au point C.
- ☞ Entre C et D : la bulle poursuit sa croissance en étant accrochée sur le côté gauche du site, et libre de l'autre côté. Elle est sensiblement de la forme d'une calotte sphérique. Les forces capillaires sont prépondérantes (photo N°2, Figure IV-38).
- ☞ Entre D et E : la bulle continue à croître mais en changeant de forme : elle s'aplatit (photos N°3 et 4, Figure IV-38). Les forces de flottabilité deviennent de plus en plus importantes, jusqu'à provoquer le détachement de la bulle, en E (photo N°5, Figure IV-38).

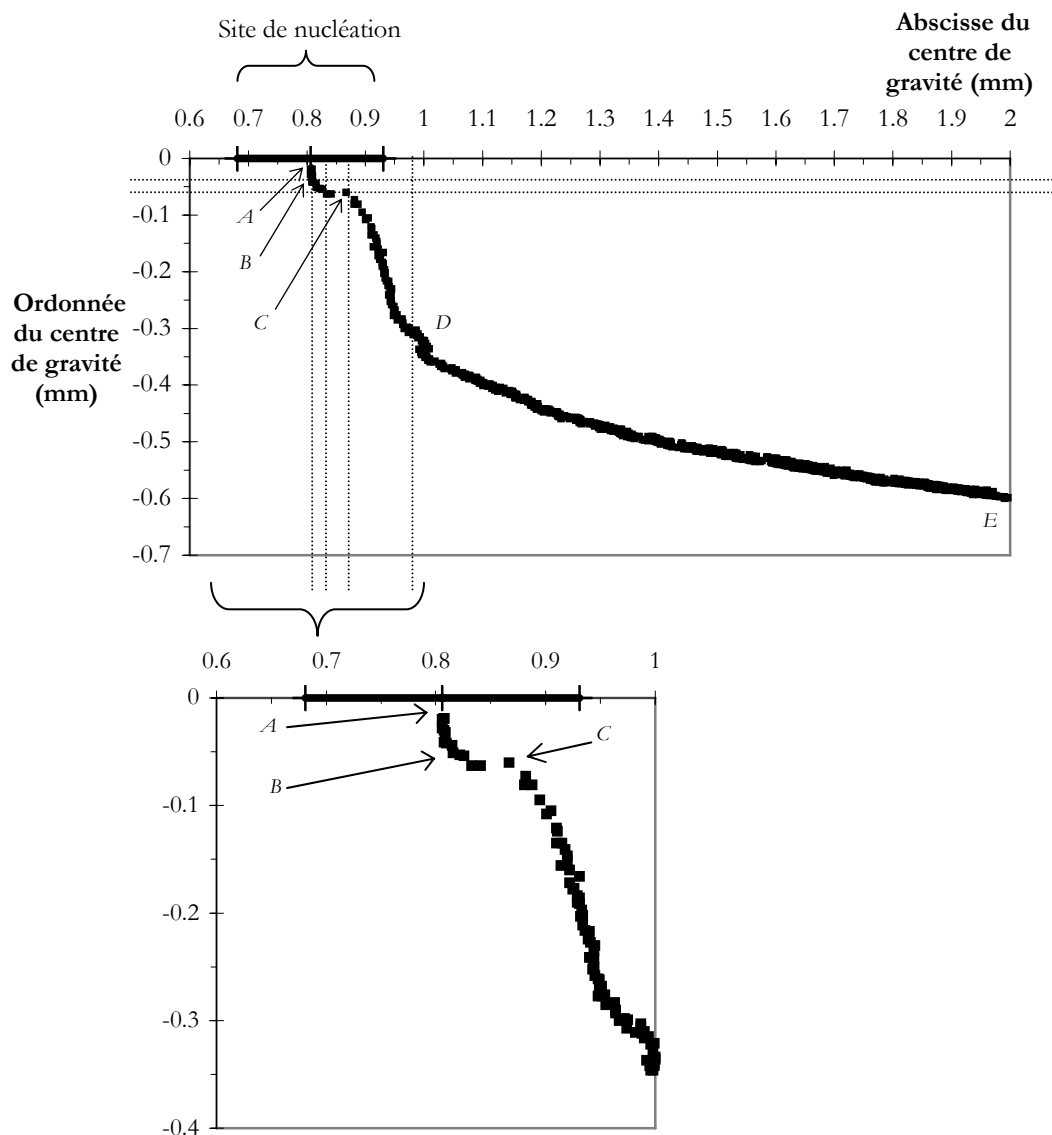


Figure IV-42 : Trajectoire du centre de gravité de la bulle, $\Delta T_{\text{sub}} = 9,9 \pm 0,1^\circ\text{C}$, $P_c = 700 \text{ mW}$, $\alpha = 0,5^\circ$.

A partir de cette analyse, il est possible de déduire certaines caractéristiques de la bulle. Au point B de la Figure IV-42, la bulle est accrochée sur les bords du site et atteint l'angle de

contact limite de recul du liquide. D'autre part, la bulle est assez petite pour être assimilée à une calotte sphérique (Figure IV-43). Il est possible dans ces conditions de déterminer précisément l'angle de contact et la hauteur réelle.

$$\sin(\theta) = \frac{D_{\text{site}}}{D_{\text{max}}} \quad (IV-104)$$

Il est important de noter que ce calcul ne fait pas intervenir la hauteur, qui est entachée d'une erreur liée à l'effet de mirage (gradient thermique important au voisinage de la paroi).

En supposant que la bulle est accrochée aux bords du site pendant la phase de A à B (Figure IV-42), nous avons obtenu l'évolution temporelle de l'angle de contact (Figure IV-44). Juste avant le détachement, l'angle de contact limite est d'environ 25°.

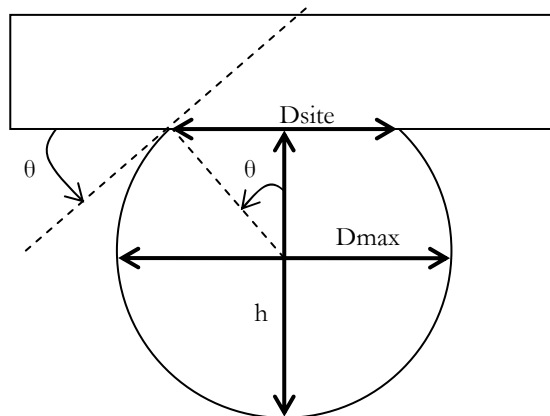


Figure IV-43 : Schématisation de la bulle hémisphérique et des grandeurs associées.

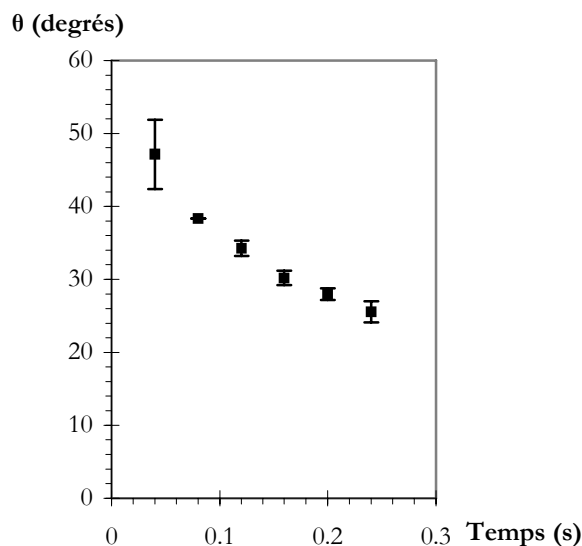


Figure IV-44 : Évolution temporelle de la valeur de l'angle de contact calculé pour la bulle accrochée en totalité sur le site, jusqu'à son « décrochement ». $\Delta T_{\text{sub}} = 9,9 \pm 0,1^\circ\text{C}$, $P_c = 700 \text{ mW}$, $\alpha = 0,5^\circ$.

A partir de cela, la véritable hauteur « $h_{\text{réelle}}$ », et donc l'erreur commise « e », peuvent être déterminées :

$$h_{\text{réelle}} = \frac{D_{\text{max}}}{2} + \frac{D_{\text{site}}}{2} \sin(\theta) \quad (IV-105)$$

$$e = h_{\text{réelle}} - h_{\text{mesurée}} \quad (IV-106)$$

Dans nos conditions expérimentales, on obtient ainsi une erreur d'environ 150 μm . Cette valeur est conforme à celle obtenue expérimentalement avec une bille étalon (ANNEXE E).

Nous avons constaté que la hauteur de bulle tendait vers une valeur limite, et nous avons cherché si l'utilisation de la longueur capillaire fournissait une explication cohérente à ce comportement. En effet, le calcul de la longueur capillaire permet d'estimer à partir de quelle longueur la gravité a un effet non négligeable devant les effets capillaires. Cette longueur capillaire est donnée généralement sous la forme :

$$\kappa^{-1} = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (IV-107)$$

Dans le cas de gouttes lourdes (c'est-à-dire des gouttes telles que $R \gg \kappa^{-1}$) déposées sur un support, ce sont les effets gravitationnels qui dominent [DE GENNES-2002]. La goutte est alors « aplatie » par la gravité. Dans ce cas ci, l'épaisseur « e » de la goutte se déduit du bilan sur les forces superficielles et de la loi de Young (Cf. Chapitre I). En utilisant la longueur capillaire, on trouve ainsi :

$$e = \kappa^{-1} \sqrt{2(1 - \cos(\theta_{\text{goutte}}))} \quad (IV-108)$$

avec « θ_{goutte} » l'angle de contact pour une goutte de liquide déposée sur un support.

Notre cas est exactement le pendant de cela, et notre angle de contact correspond dans la formule à l'angle supplémentaire de θ_{goutte} . En remplaçant dans la formule précédente « θ_{goutte} » par « $\pi - \theta$ » Nous obtenons donc :

$$e(\theta) = \kappa^{-1} \sqrt{2(1 + \cos(\theta))} \quad (IV-109)$$

Donc lorsque le liquide est totalement mouillant, $\theta=0^\circ$ et $e(0) = 2\kappa^{-1}$.

En prenant comme valeur de l'angle de contact, la valeur déjà calculée (25°), la hauteur limite de notre bulle de vapeur devrait être inférieure à $e(\theta)$. Ces valeurs sont données dans le Tableau IV-11.

Température (°C)	Tension de surface (N.m ⁻¹)	κ^{-1} (mm)	$e(\theta)$ (mm)	$e(0)=2\kappa^{-1}$ (mm)
46	$8,70.10^{-3}$	0,743	1,451	1,486
47	$8,61.10^{-3}$	0,740	1,445	1,480
48	$8,53.10^{-3}$	0,737	1,439	1,474
49	$8,45.10^{-3}$	0,734	1,433	1,468
50	$8,37.10^{-3}$	0,731	1,427	1,462
51	$8,28.10^{-3}$	0,728	1,421	1,456

Tableau IV-11 : Longueur capillaire pour différentes températures du liquide.

Nous avons ensuite comparé, en Figure IV-45, le modèle numérique d'étalement de gouttes, développé par Aussillous [AUSSILLOUS-2002], avec nos résultats expérimentaux. Les valeurs de la longueur capillaire, de « $e(0)$ » et de « $e(\theta)$ » sont aussi représentées. A partir de la longueur capillaire, c'est-à-dire à partir du trait en pointillés sur la partie inférieure de la courbe, le modèle numérique et les résultats expérimentaux ont bien une même allure. La différence qui existe entre le modèle et l'expérience peut provenir du fait que le modèle est développé pour des gouttes de liquides statiques, alors que la croissance de la bulle de vapeur est dynamique. Par ailleurs, les valeurs de la tension de surface sont difficiles à obtenir précisément, et peuvent induire une incertitude sur la longueur capillaire. La hauteur de bulle en fin de croissance semble bien tendre vers $e(0)$.

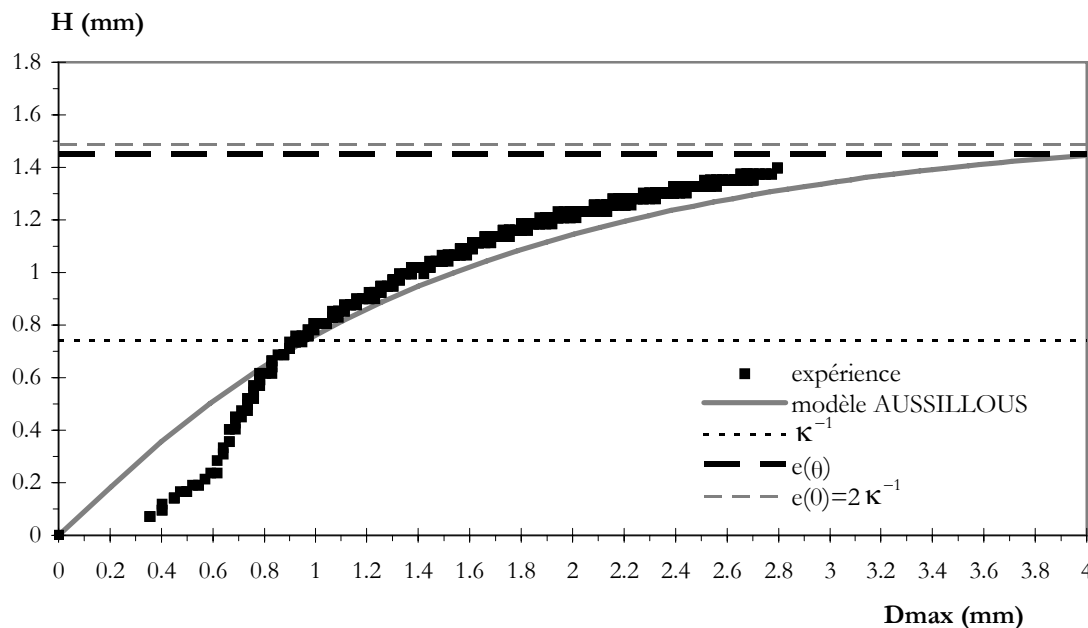


Figure IV-45 : Hauteur en fonction du diamètre maximal, longueur capillaire associée, $\Delta T_{\text{sub}}=9,9\pm 0,1^\circ\text{C}$, $P_c=700\text{ mW}$, $\alpha=0,5^\circ$.

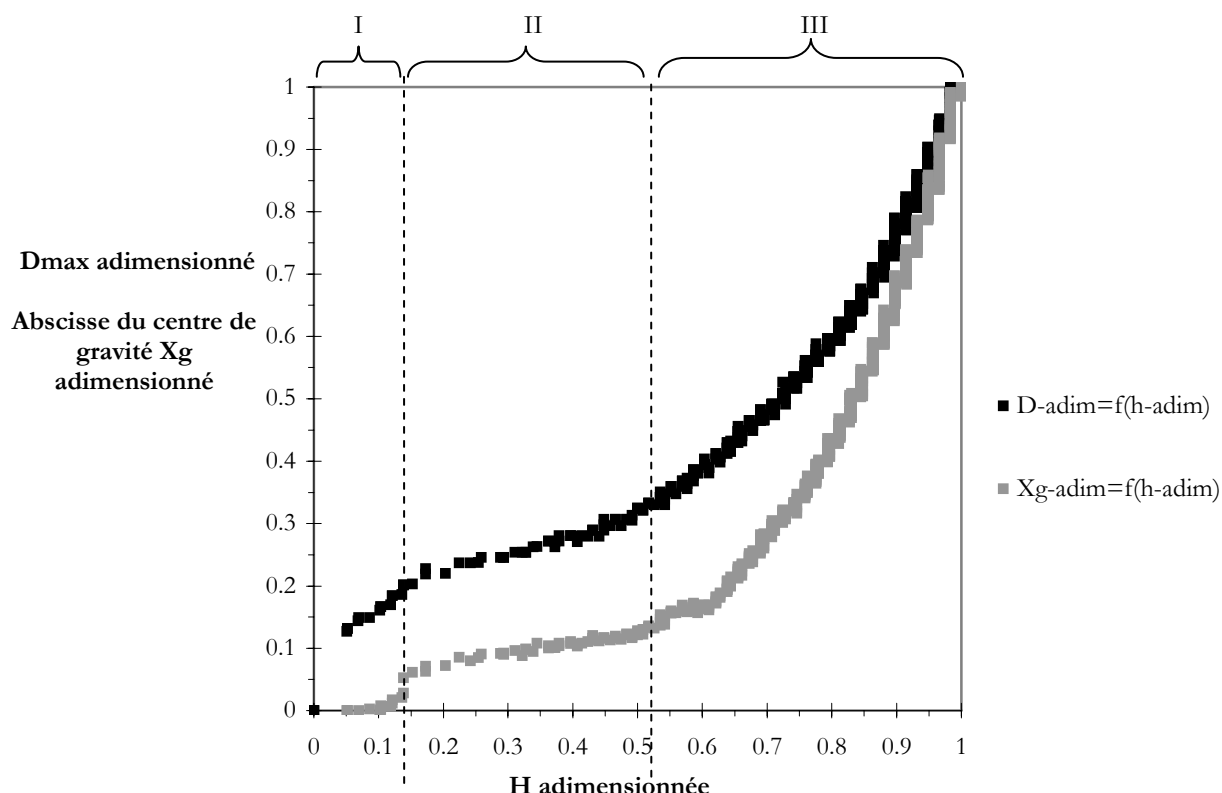


Figure IV-46 : Représentation du diamètre maximal et de l'abscisse du centre de gravité, adimensionnés, en fonction de la hauteur de bulle adimensionnée. $\Delta T_{\text{sub}} = 9,9 \pm 0,1^\circ\text{C}$, $P_c = 700 \text{ mW}$, $\alpha = 0,5^\circ$.

Un autre moyen de mettre en évidence ces étapes consiste à représenter en grandeurs adimensionnées la variation du diamètre maximal et de l'abscisse du centre de gravité en fonction de la hauteur (Figure IV-46). Ainsi, nous pouvons en conclure que la partie I représente la croissance de la bulle (de la forme d'une calotte sphérique) lorsque celle-ci reste accrochée sur le site. La bulle se décroche et continue sa croissance, en conservant une forme de calotte sphérique (partie II). Puis les effets de la gravité ne sont plus négligeables et la bulle s'aplatit (partie III).

IV-B- Mesures thermiques.

IV-B-1- Corrélation entre signaux optiques et thermiques.

Le signal délivré par le fluxmètre correspond à une mesure globale sur la surface du capteur. Ainsi, cette mesure intègre non seulement l'effet du changement de phase, mais aussi des effets de convection et conduction dans le fluide. Pour une condition donnée de sous-refroidissement et de puissance de chauffe, ce signal est périodique, chaque période correspondant à l'émission d'une bulle de vapeur. Un exemple d'un signal obtenu, ainsi que de sa transformée de Fourier, a été donné au Chapitre III, en figure III-16.

Le signal de densité de flux augmente d'abord brusquement, puis diminue continûment, jusqu'à une nouvelle augmentation brusque.

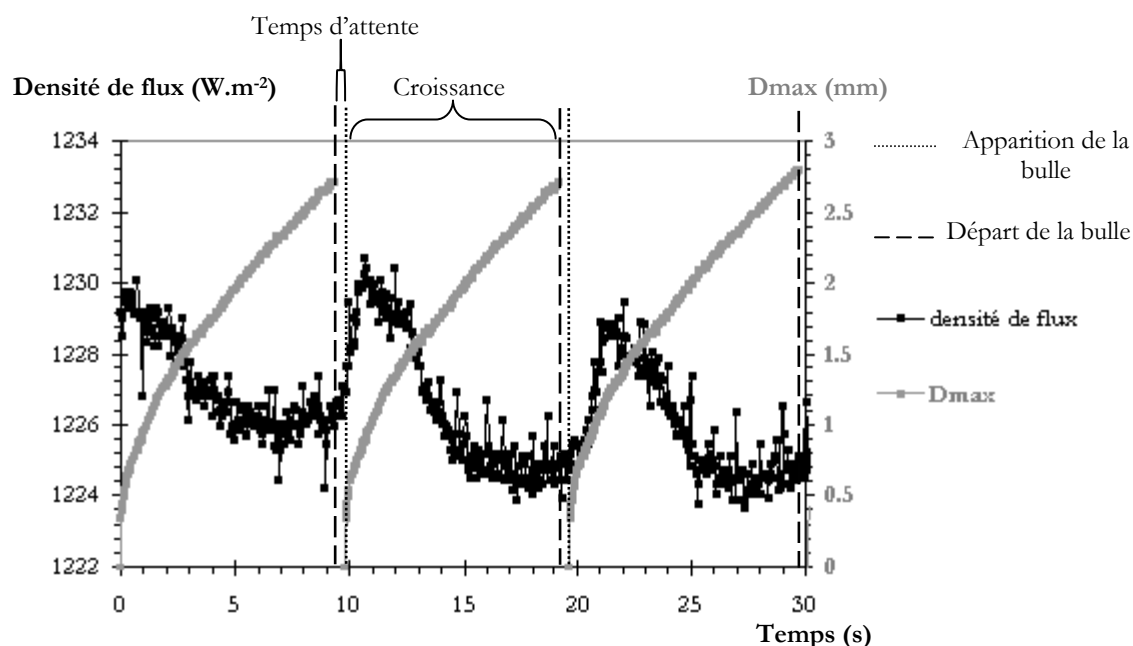


Figure IV-47 : Synchronisation des signaux optiques et thermiques : phases de croissance de la bulle de vapeur. $\Delta T_{\text{sub}} = 10,0 \pm 0,1^\circ\text{C}$, $P_c = 700 \text{ mW}$, $\alpha = 0,5^\circ$.

Le fluxmètre ne donnant pas un accès immédiat à l'état instantané de la bulle, nous avons réalisé une synchronisation des signaux optiques et thermiques. Sur la Figure IV-47, les différentes phases de la « vie » de la bulle sont représentées. A savoir l'apparition (première manifestation visible) de la bulle, sa croissance, son détachement et le temps d'attente (temps séparant le départ d'une bulle de l'apparition d'une autre bulle).

Afin de détailler un peu mieux les différentes phases de la vie de la bulle, un « zoom » de la Figure IV-47 est donné en Figure IV-48, avec quelques photos pertinentes.

Le départ de la bulle semble coïncider avec la brusque augmentation de la densité de flux. Étant donné que l'apparition de la bulle est en fait, dans notre cas, la première manifestation visible, une petite bulle peut apparaître avant et ne pas être visible tant qu'elle se développe dans la zone d'erreur (zone de mirage). En conséquence, à ce stade, il n'est pas possible d'affirmer que c'est bien le départ de la bulle qui engendre l'amélioration des échanges (et non pas l'apparition de la bulle suivante). Cette allure de signal est assez différente de celle donnée par Chen *et al.* [CHEN-2004] dans le chapitre II où, pour des surchauffes comprises entre 34 et 84°C , la phase de départ de la bulle correspond bien à un pic, puis le signal chute, jusqu'à avoir un second pic lié à l'apparition de la nouvelle bulle. Par ailleurs, la phase de croissance se traduit par un signal à peu près constant, alors que dans notre cas, le signal augmente, atteint un maximum, puis diminue.

Kim *et al.* [KIM-1998] et Rule et Kim [RULE-1999] ont trouvé que, pour des expérimentations menées à température de paroi constante, le transfert thermique est plus important au moment de la création de la bulle que lors du remouillage de la surface de chauffe. En revanche, pour des expérimentations à flux constant, Myers *et al.* [MYERS-2005] attribuent l'augmentation du transfert de chaleur au départ de la bulle, ce qui semble être notre cas ici. Nous confirmerons ce résultat par la suite.

De plus, nous constatons que le maximum du flux thermique apparaît à un certain instant de la croissance de la bulle, sans que l'on puisse l'attribuer à un état particulier (nucléation, départ...). L'analyse détaillée de ces signaux sera présentée plus loin.

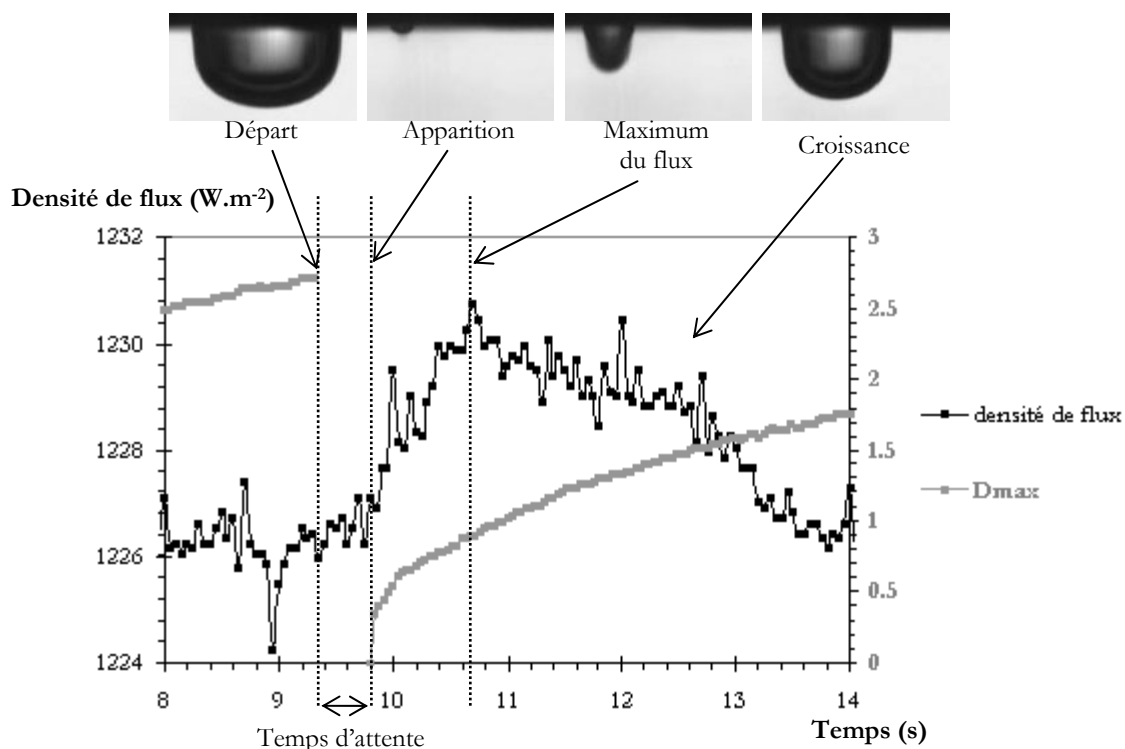


Figure IV-48 : Détail des phases de croissance de la bulle de vapeur. $\Delta T_{\text{sub}} = 10,0 \pm 0,1^\circ\text{C}$, $P_c = 700 \text{ mW}$, $\alpha = 0,5^\circ$.

IV-B-2- Mesures de la température de surface.

On constate un comportement différent entre les mesures de températures prises sous le site et en périphérie de l'élément (mais sur la trajectoire de la bulle). Les mesures délivrées par le thermocouple du centre, et données en Figure IV-49, montrent que la température diminue brusquement au moment du départ de la bulle, puis remonte rapidement et reste ensuite à peu près constante au cours de la croissance. Le thermocouple en périphérie (Figure IV-50) détecte le

passage de la bulle qui s'échappe : les maximums sont donc décalés par rapport à ceux du thermocouple central.

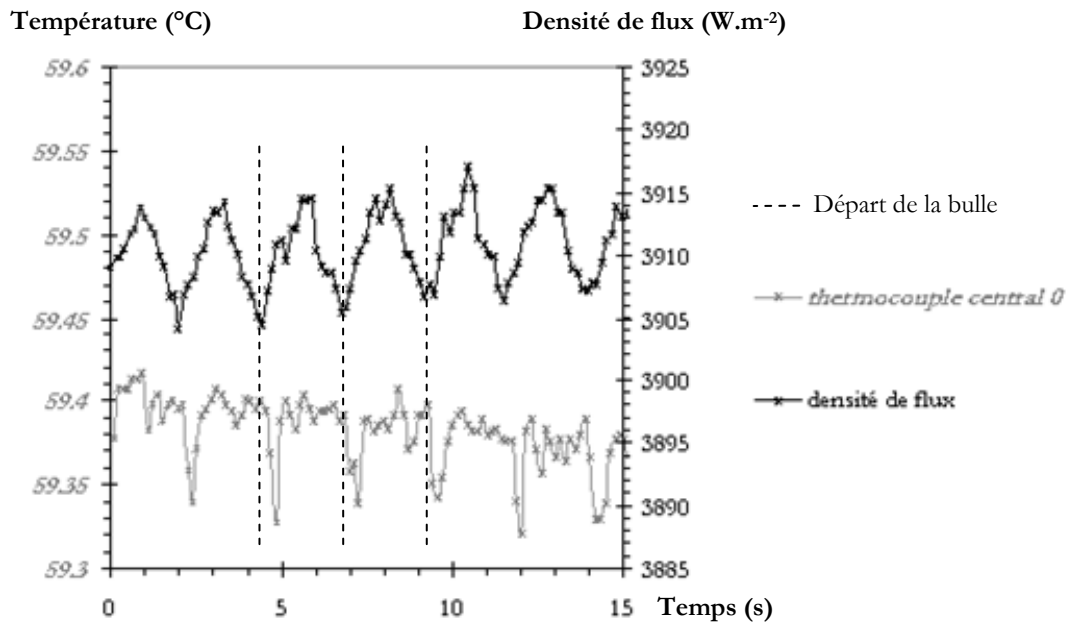


Figure IV-49 : Influence de la bulle sur la température du thermocouple central et sur la densité de flux, $\Delta T_{\text{sub}} = 8,8 \pm 0,1^\circ\text{C}$, $P_c = 734 \text{ mW}$.

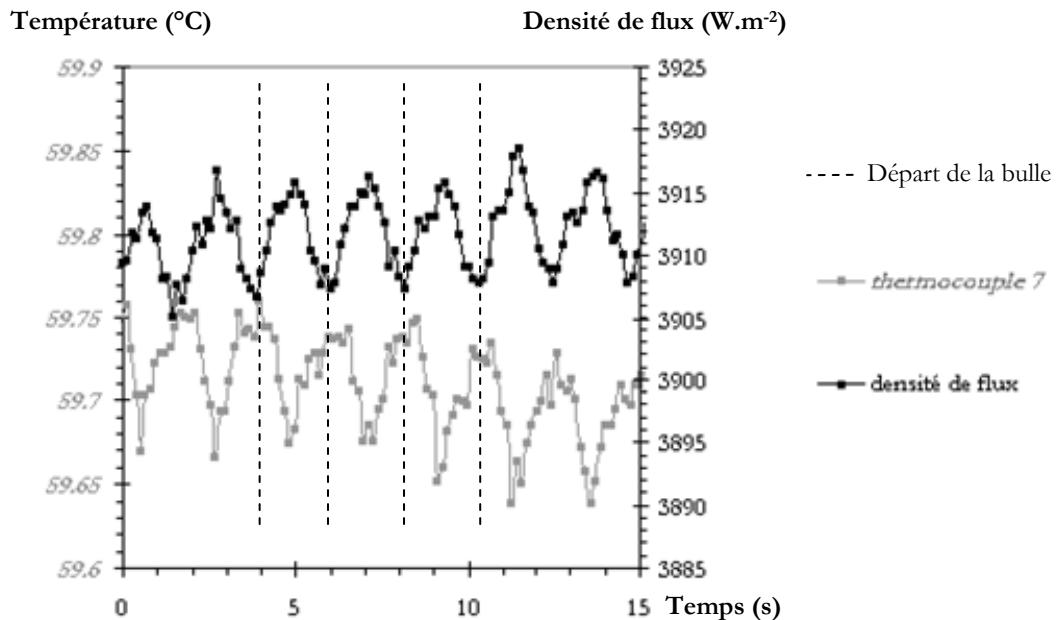


Figure IV-50: Influence de la bulle sur la température du thermocouple situé en périphérie de l'élément et sur la densité de flux, $\Delta T_{\text{sub}} = 8,8 \pm 0,1^\circ\text{C}$, $P_c = 734 \text{ mW}$.

Les mesures de température de paroi sont fortement influencées par les conditions de température du liquide mais aussi, bien évidemment, par les conditions de puissance de chauffe imposée.

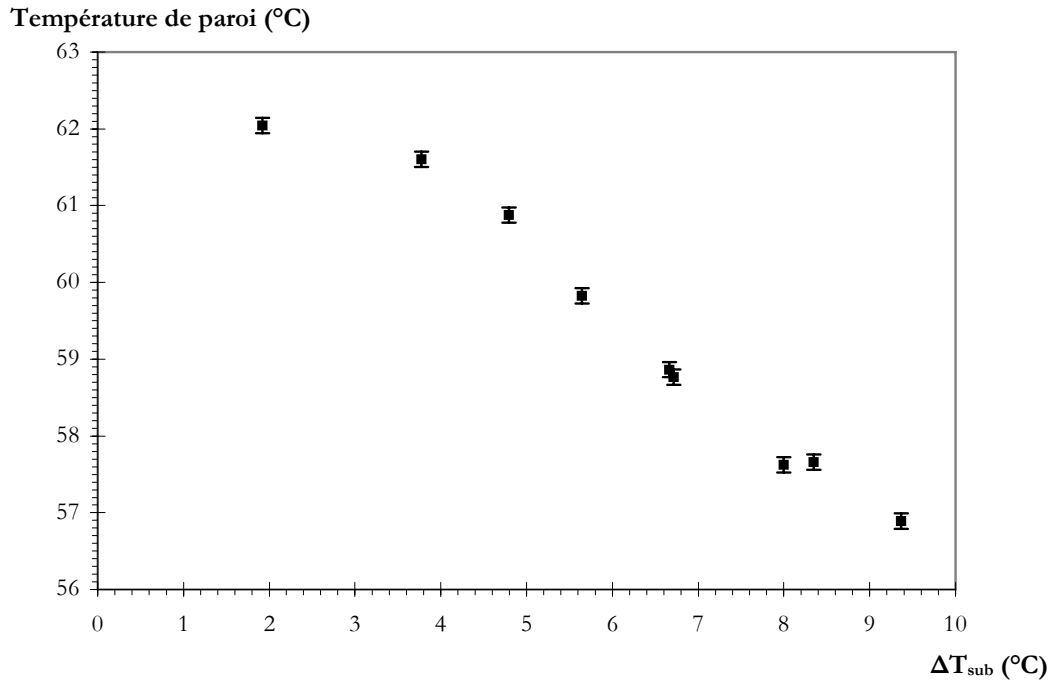


Figure IV-51: Évolution de la température moyenne de paroi en fonction du niveau de sous-refroidissement, $P_c=555 \text{ mW}$, $\alpha=1,8^\circ$.

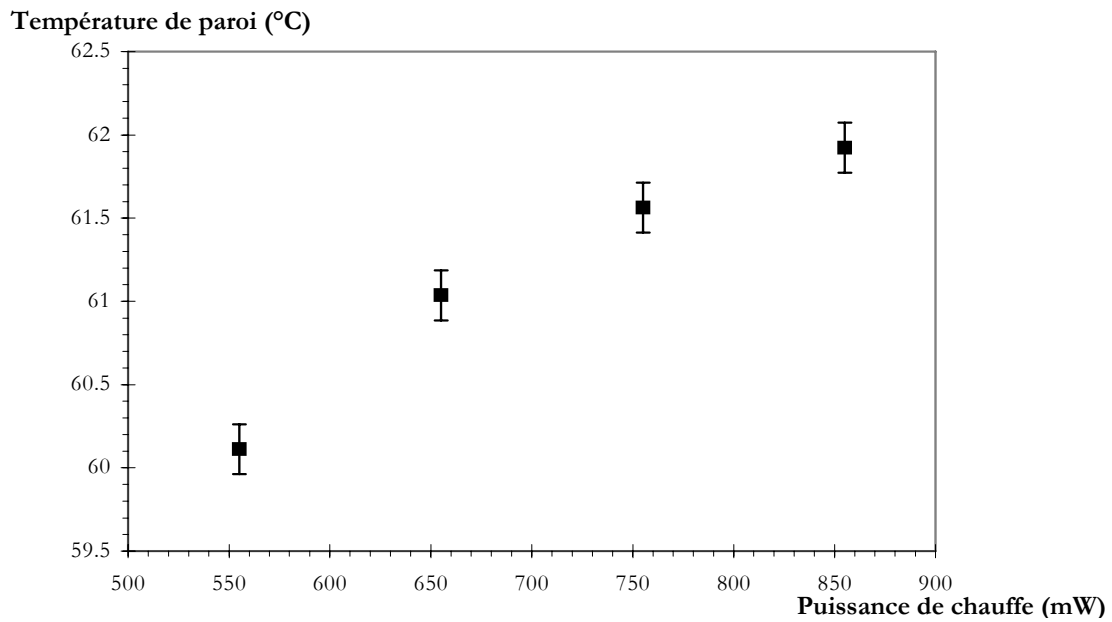


Figure IV-52: Évolution de la température moyenne de paroi en fonction de la puissance de chauffe, $\Delta T_{\text{sub}}=8,3\pm0,3^\circ\text{C}$, $\alpha=1,4^\circ$.

La température de paroi diminue continûment lorsque le niveau de sous-refroidissement augmente (Cf. Figure IV-51).

Lorsque la puissance de chauffe augmente, la température de paroi augmente aussi (Figure IV-52).

IV-B-3- Influence des paramètres thermiques.

L'acquisition du signal délivré par le fluxmètre thermique met en évidence d'une part l'influence du niveau de sous-refroidissement sur les transferts de chaleur, et d'autre part les variations des densités de flux engendrées au cours de la croissance de la bulle. En effet, sur la Figure IV-53, représentant les variations temporelles de la densité de flux pour divers sous-refroidissements et une puissance de chauffe donnée, on remarque que le signal obtenu est périodique. Ceci est très net pour les sous-refroidissements $\Delta T_{\text{sub}}=4^{\circ}\text{C}$ à 10°C , par contre pour $\Delta T_{\text{sub}}=2^{\circ}\text{C}$, le signal obtenu est bruité à cause de la convection naturelle qui se développe au sein du liquide.

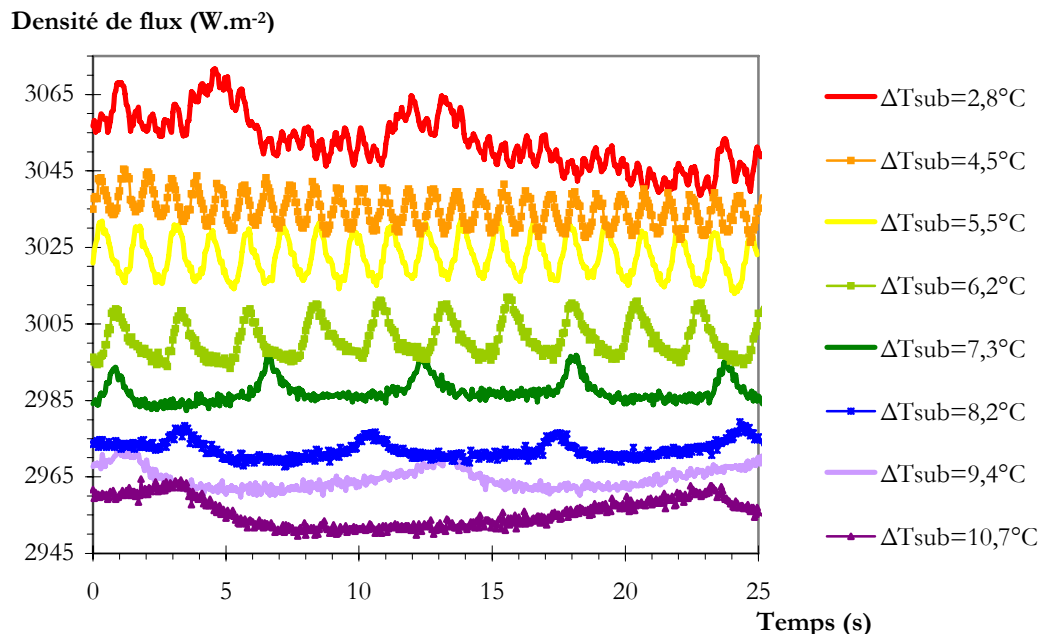


Figure IV-53: Influence du niveau de sous-refroidissement sur la densité de flux. $P_c = 555 \text{ mW}$, $\alpha = 1,8^{\circ}$. [BARTHES-2004-b]

Période d'émission de bulles (s)

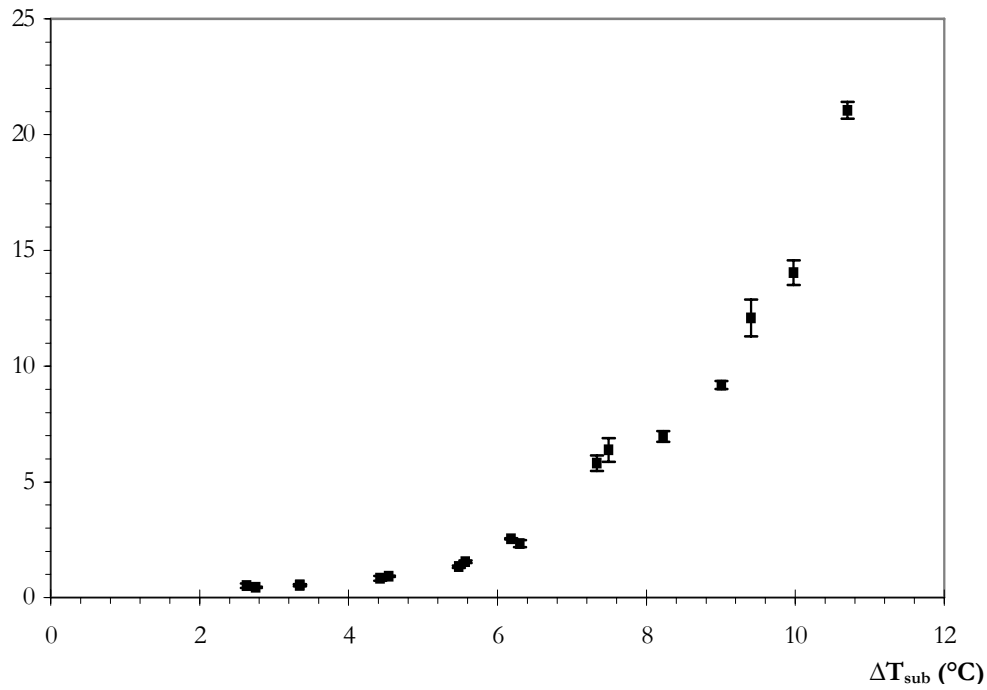


Figure IV-54 : Période d'émission de bulle en fonction du niveau de sous-refroidissement, déterminée par traitement du signal délivré par le fluxmètre (transformée de Fourier), $P_c = 555 \text{ mW}$, $\alpha = 1,8^\circ$. [BARTHES-2005-b]

Flux total moyen (mW)

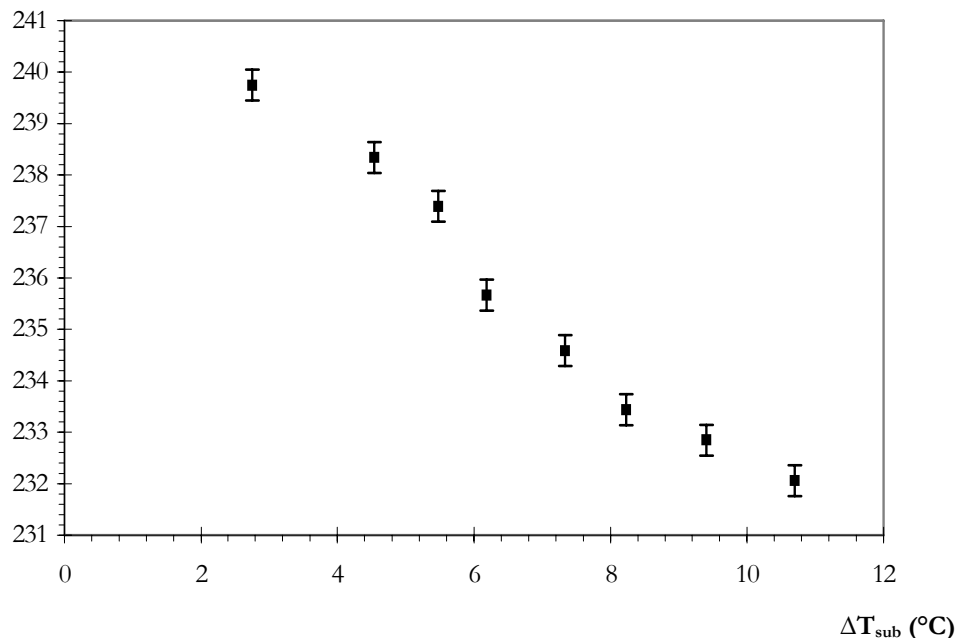


Figure IV-55 : Évolution du flux total moyen (mesuré par le fluxmètre thermique) en fonction du niveau de sous-refroidissement, $P_c = 555 \text{ mW}$, $\alpha = 1,8^\circ$.

On retrouve par la méthode thermique les résultats déjà obtenus par la méthode optique en ce qui concerne la périodicité de l'émission des bulles de vapeur : en effet, la Figure IV-54 donne la période d'émission des bulles déterminée par transformée de Fourier du signal délivré par le fluxmètre. On retrouve bien les mêmes périodes que celles obtenues par le traitement d'images (Figure IV-21). Au passage, ce résultat valide la réponse du fluxmètre aux variations de flux thermique et de température.

Le flux moyen total, quant à lui, dépend aussi du sous-refroidissement. Les transferts de chaleur au niveau de la surface de nucléation diminuent lorsque le niveau de sous-refroidissement augmente (Cf. Figure IV-55). Donc même si l'effet du sous-refroidissement est faible en proportion sur les variations de flux transféré, cet effet existe, ce qui est en contradiction avec ce que Forster et Greif [FORSTER-1959] avaient montré.

La puissance de chauffe joue essentiellement un rôle sur la fréquence d'émission des bulles (Figure IV-56) : plus la puissance de chauffe est importante, plus la période d'émission des bulles est courte.

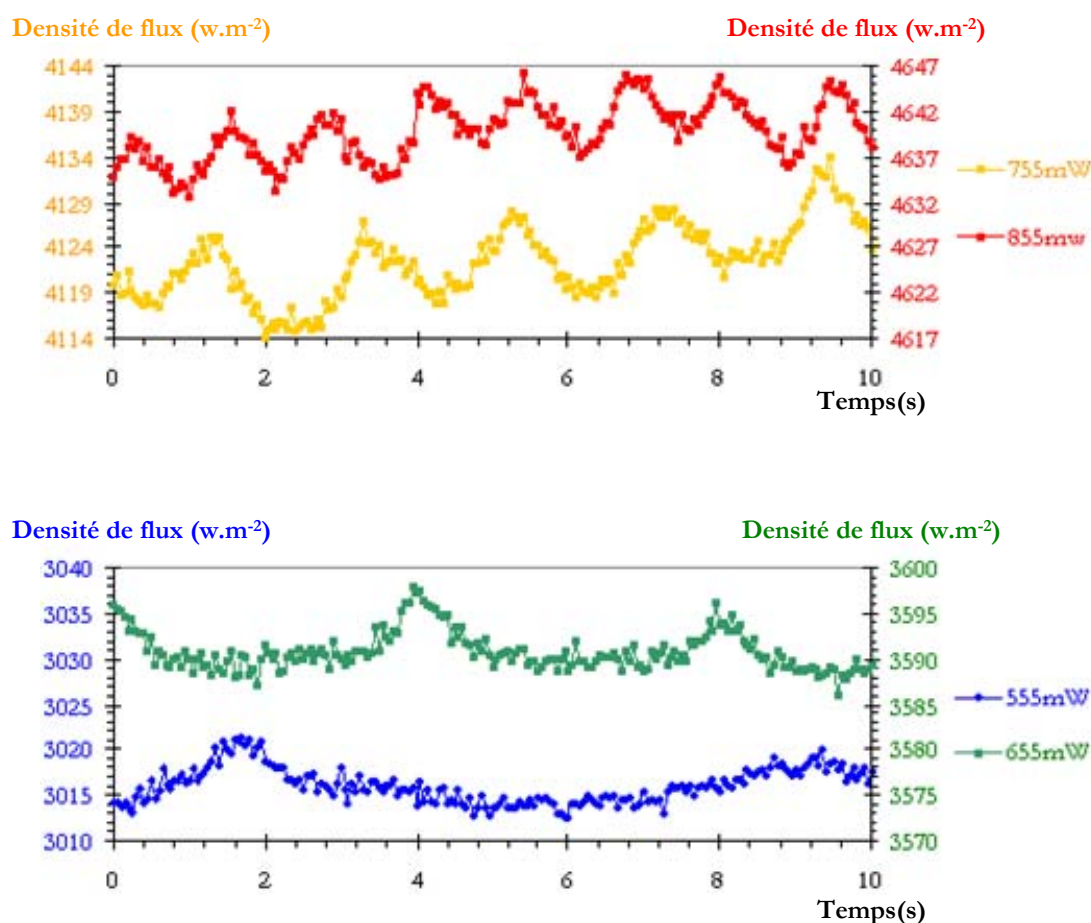


Figure IV-56: Influence de la puissance de chauffe sur la densité de flux, $\Delta T_{\text{sub}} = 8,3 \pm 0,3^\circ\text{C}$, $\alpha = 1,4^\circ$.

Par ailleurs, le flux thermique total augmente fortement, comme attendu, avec la puissance de chauffe. En effet, la puissance de chauffe augmentant, la surchauffe augmente et donc le flux échangé est plus important.

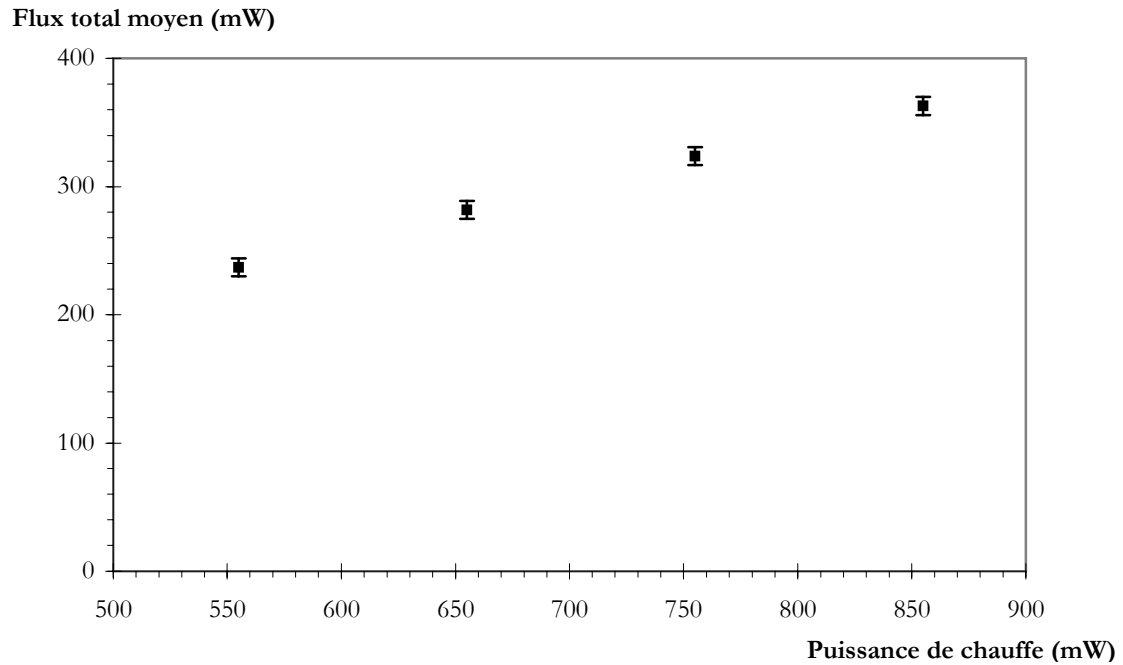


Figure IV-57 : Évolution du flux total moyen (mesuré par le fluxmètre thermique) en fonction de la puissance de chauffe, $\Delta T_{\text{sub}} = 8,3 \pm 0,3^\circ\text{C}$, $\alpha = 1,4^\circ$.

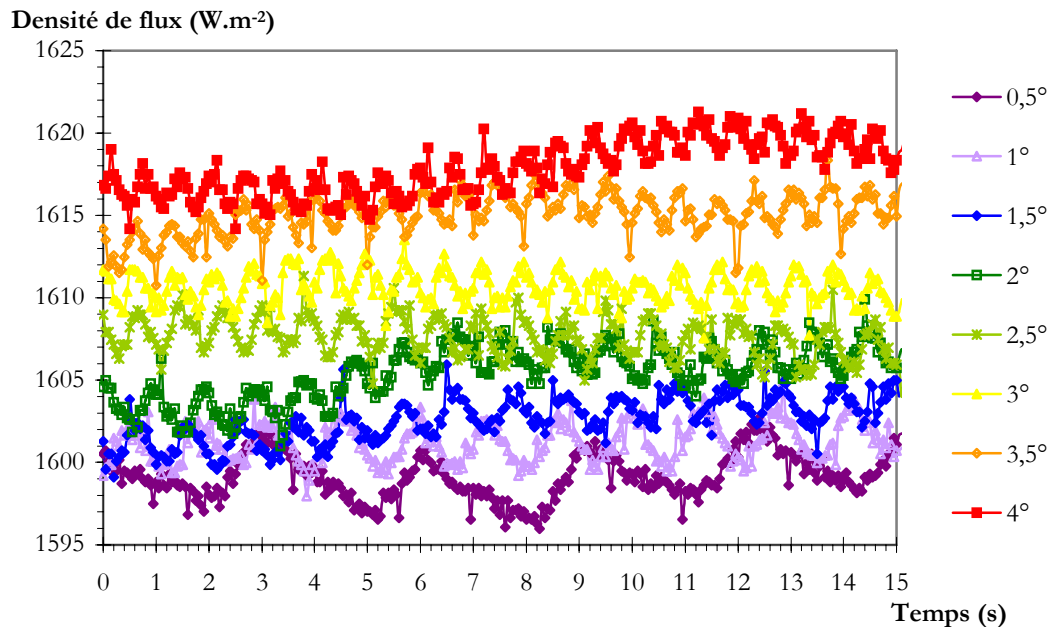


Figure IV-58 : Influence de l'inclinaison sur la densité de flux, $\Delta T_{\text{sub}} = 10,0 \pm 0,3^\circ\text{C}$, $P_c = 900 \text{ mW}$.

Lorsque l'angle d'inclinaison de la surface de nucléation augmente, pour un même sous-refroidissement et une même puissance de chauffe, la période d'émission des bulles diminue (Figure IV-58).

Par ailleurs, le flux moyen transféré (moyenne temporelle) augmente (Figure IV-59). Ainsi, la fréquence d'émission de bulles semble bien jouer un rôle sur les transferts de chaleur.

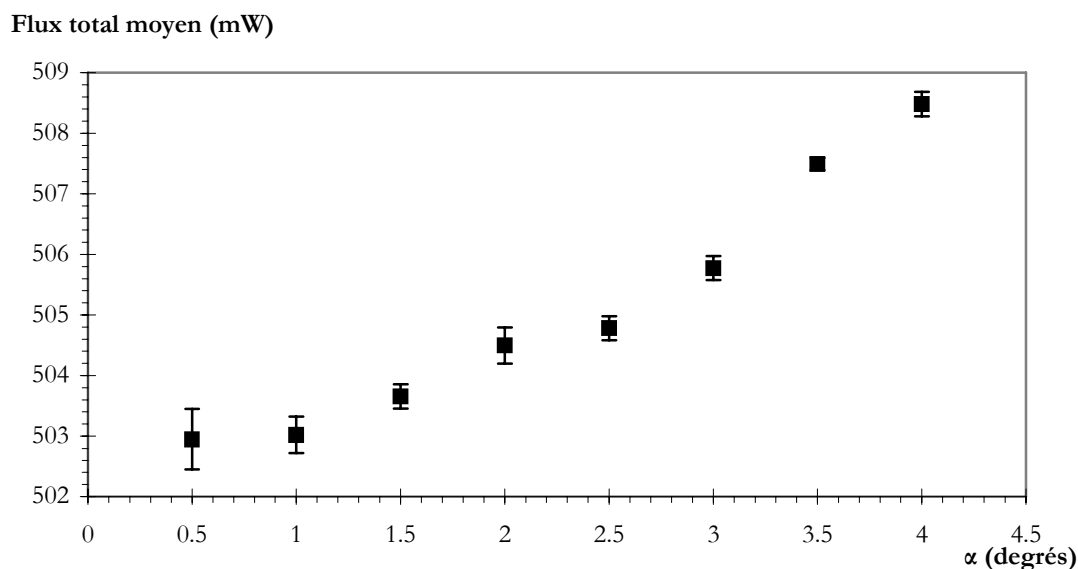


Figure IV-59 : Flux total moyen en fonction de l'angle d'inclinaison, $\Delta T_{\text{sub}}=10,0\pm0,3^{\circ}\text{C}$, $P_c=900$ mW.

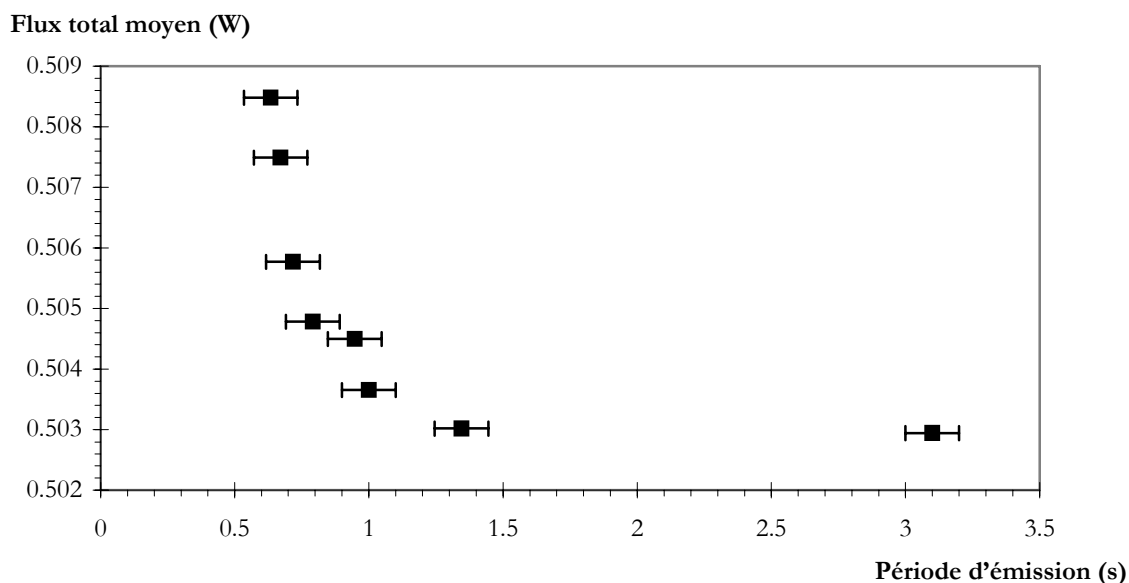


Figure IV-60 : Flux total moyen en fonction de la période d'émission des bulles, $\Delta T_{\text{sub}}=10,0\pm0,3^{\circ}\text{C}$, $P_c=900$ mW.

Afin de confirmer ces résultats, le flux total moyen est donné, pour des conditions thermiques (température de liquide et puissance de chauffe) identiques, en fonction de la période d'émission des bulles sur la Figure IV-60. Le flux total décroît lorsque la période d'émission augmente. Cette tendance se retrouve dans d'autres conditions thermiques sur la Figure IV-61.

Ce dernier résultat avait été pressenti par Yaddanapudi et Kim [YADDANAPUDI-2001] dans le cas de l'ébullition saturée : d'après leurs résultats, ils supposaient qu'une augmentation de la fréquence de remouillage entraînerait une augmentation du flux de chaleur temporel moyen, ce que nous retrouvons ici.

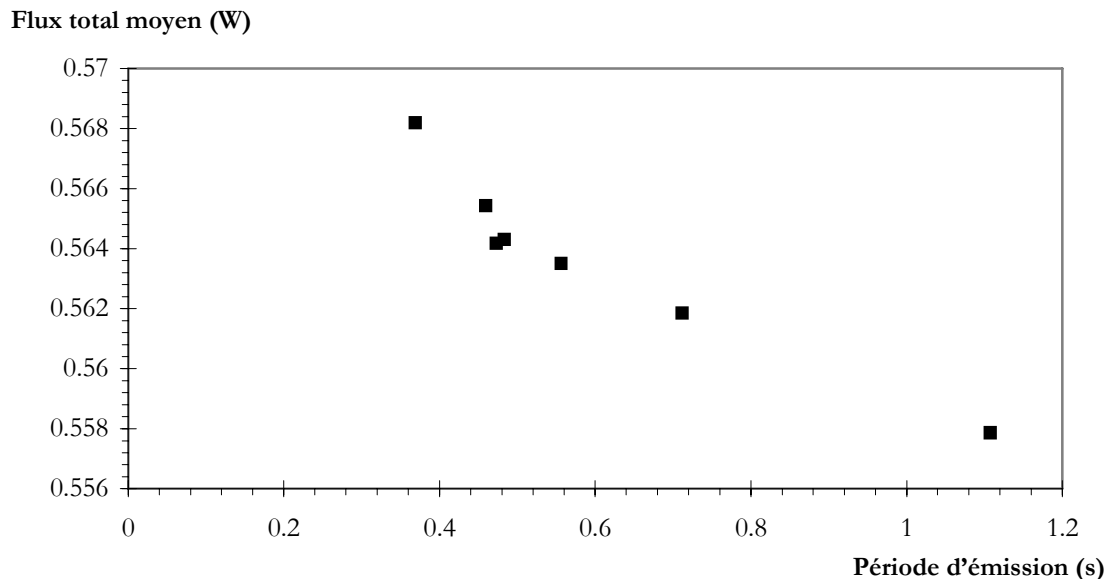


Figure IV-61 : Flux total moyen en fonction de la période d'émission des bulles, $\Delta T_{\text{sub}} = 10,0 \pm 0,2^\circ\text{C}$, $P_c = 1000 \text{ mW}$.

Il est important de noter d'ores et déjà que les fluctuations de flux sont faibles. Cependant, d'une part, les mesures du fluxmètre prennent en compte des effets supplémentaires au changement de phase : les effets convectifs et conductifs entre la paroi et le liquide sont aussi mesurés. D'autre part, cette étude porte sur une bulle de vapeur unique et donc, en proportion, les flux sont très faibles par rapport aux mesures réalisées sur des surfaces multi-sites.

IV-C- Transferts thermiques associés à la croissance de la bulle

IV-C-1- Influence de la bulle et flux réellement associé à la bulle.

Nous comparons maintenant les flux évalués simultanément par méthode optique et par méthode thermique. Sur la Figure IV-62, on constate que les signaux ont bien la même période mais qu'en revanche ils n'ont pas la même forme. On remarque en particulier un déphasage au niveau des maxima. C'est-à-dire que la phase « départ de la bulle-apparition de la bulle suivante »

correspond, sur le signal délivré par le fluxmètre, au début de l'augmentation du flux. Le flux déterminé par voie optique est continûment croissant tandis que le flux thermique passe par un maximum avant de diminuer (correspond à la phase d'étalement de la bulle). De plus, les ordres de grandeurs de ces flux sont très différents. Cette différence provient du fait que la mesure géométrique ne concerne que le flux nécessaire à la production nette de vapeur alors que la mesure thermique intègre d'autres effets (conduction et convection).

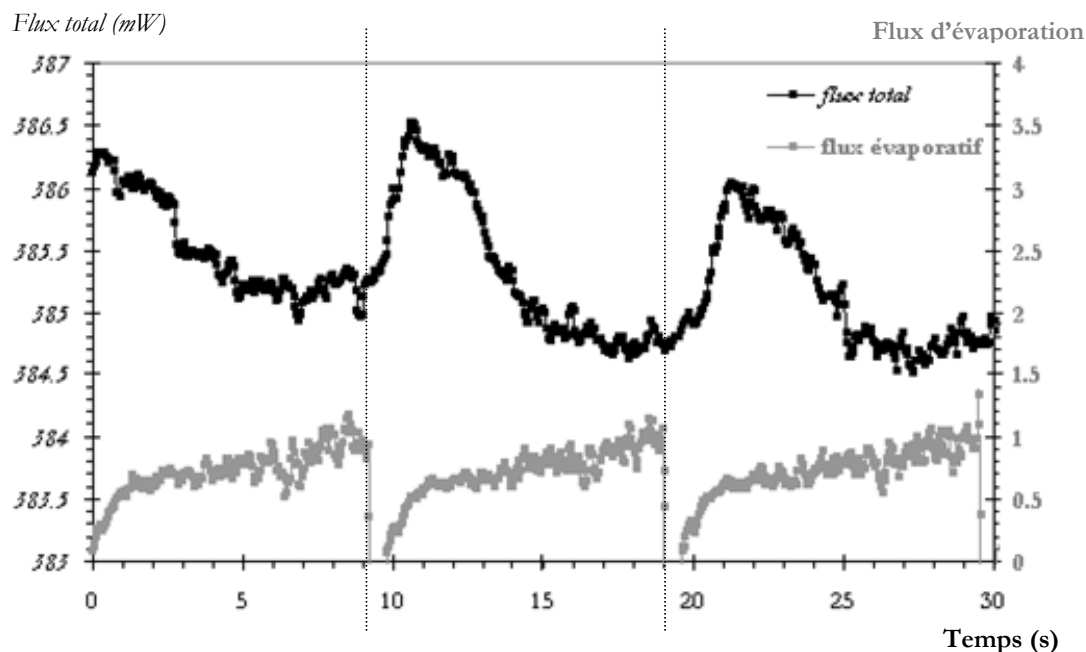


Figure IV-62 : Flux instantanés d'évaporation et total, en fonction du temps. $\Delta T_{\text{sub}} = 10,0 \pm 0,1^\circ\text{C}$, $P_c = 700$ mW, $\alpha = 0,5^\circ$.

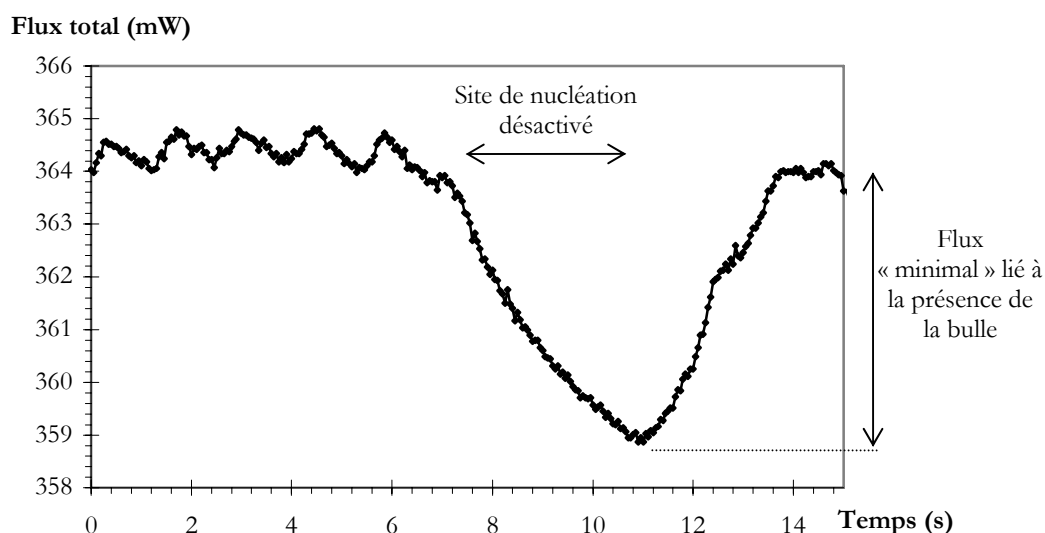


Figure IV-63 : Influence de la bulle sur le signal délivré par le fluxmètre thermique. $\Delta T_{\text{sub}} = 8,6 \pm 0,1^\circ\text{C}$, $P_c = 855$ mW ($T_p = 61,7^\circ\text{C}$), $\alpha = 1,4^\circ$.

Dans certaines expériences, le site de nucléation se désactivait pendant un moment avant d’être réactivé. Nous avons alors pu observer l’influence de la présence de la bulle sur le flux de chaleur mesuré par le fluxmètre thermique. Lorsque le site se désactive, on observe une chute dans le signal de flux (Figure IV-63). Donc, sur le signal thermique, le flux d’évaporation devrait correspondre uniquement aux oscillations.

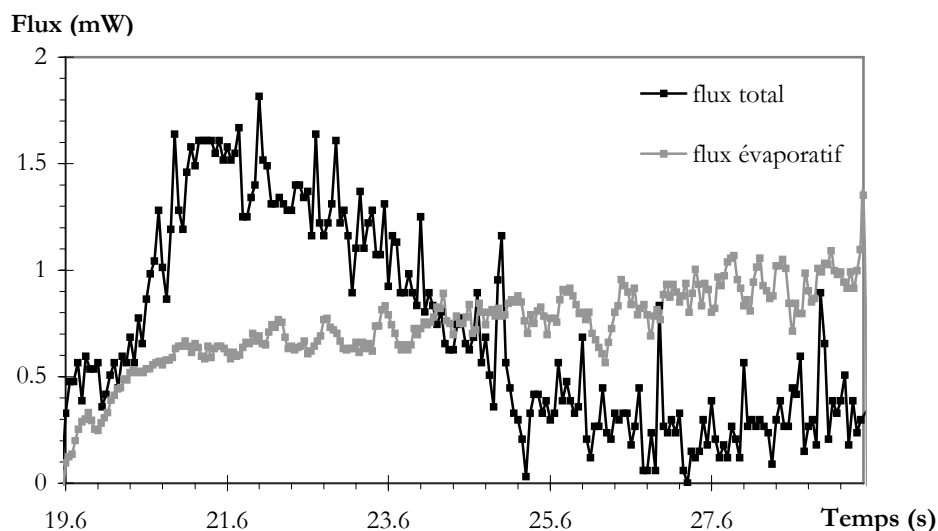


Figure IV-64 : Flux instantanés en fonction du temps, issue de la Figure IV-62, pour une période de croissance de bulle. Le flux total a été retranché de la valeur minimale de l’amplitude du signal sur cette période. $\Delta T_{\text{sub}} = 10,0 \pm 0,1^\circ\text{C}$, $P_c = 700 \text{ mW}$, $\alpha = 0,5^\circ$.

Afin de vérifier cela, les aires sous les courbes de flux sont comparées, en prenant comme référence pour le flux total la valeur minimale de l’amplitude du signal. Un exemple sur une période issue de la Figure IV-62 est donné en Figure IV-64. Dans cet exemple, l’énergie nécessaire au changement de phase (aire sous la courbe de flux d’évaporation) vaut $6,8 \cdot 10^{-3} \text{ J}$; l’aire sous la courbe de flux total vaut $7,1 \cdot 10^{-3} \text{ J}$. Ces deux énergies sont à peu près égales (aux fluctuations du signal et erreurs de mesure près), donc les fluctuations du signal correspondent bien uniquement au changement de phase.

On peut donc en conclure (Figure IV-63) que, dans notre configuration, le changement d’état ne contribue pas fortement au transfert de chaleur engendré par la présence de la bulle.

IV-C-2- Discussion sur les flux et les modes de transfert de la chaleur.

Les flux moyens sont maintenant comparés entre eux. Lorsque le niveau du sous-refroidissement augmente, le flux net d’évaporation et le flux total diminuent (Figure IV-65). Cette diminution est du même ordre de grandeur (diminution d’environ 16 mW entre 46 et 54°C).

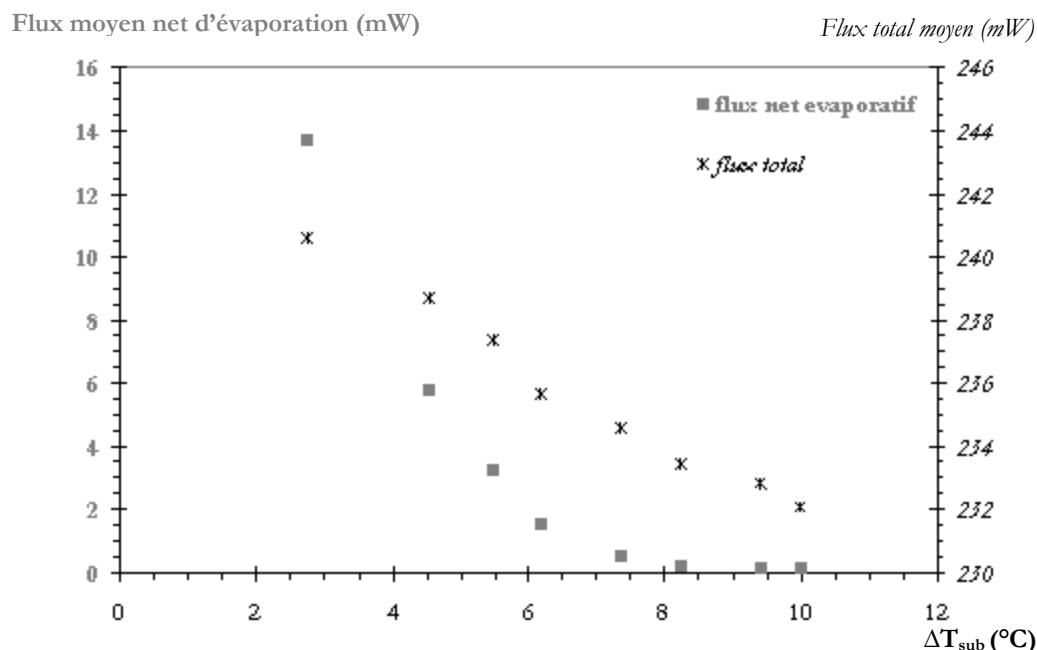


Figure IV-65 : Influence du sous-refroidissement sur les flux moyens (d'évaporation et total), $P_c=555$ mW, $\alpha=1,8^{\circ}$

En revanche, l'augmentation du flux en fonction de la puissance de chauffe (Figure IV-66) ne se fait pas du tout dans les mêmes ordres de grandeurs : le flux d'évaporation varie finalement peu avec la puissance de chauffe, en comparaison du flux total. L'amélioration des transferts de chaleur dans ce cas là n'est donc pas liée au changement d'état. Les transferts par conduction et convection sont majoritaires.

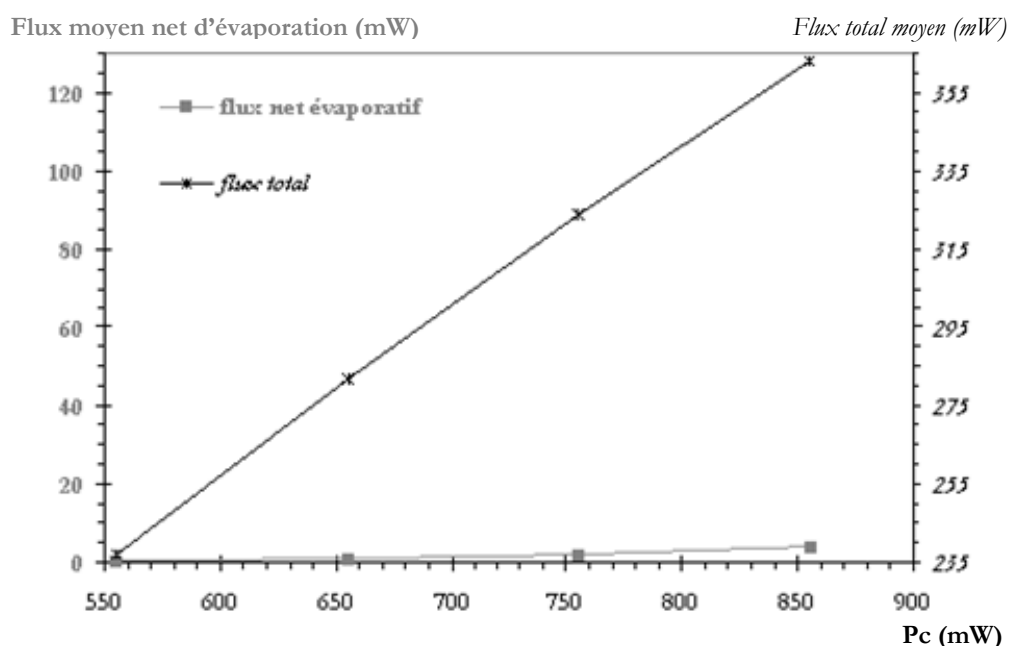


Figure IV-66 : Influence de la puissance de chauffe sur les flux moyens (d'évaporation et total), $\Delta V=8,3\pm 0,3^{\circ}\text{C}$, $\alpha=1,4^{\circ}$.

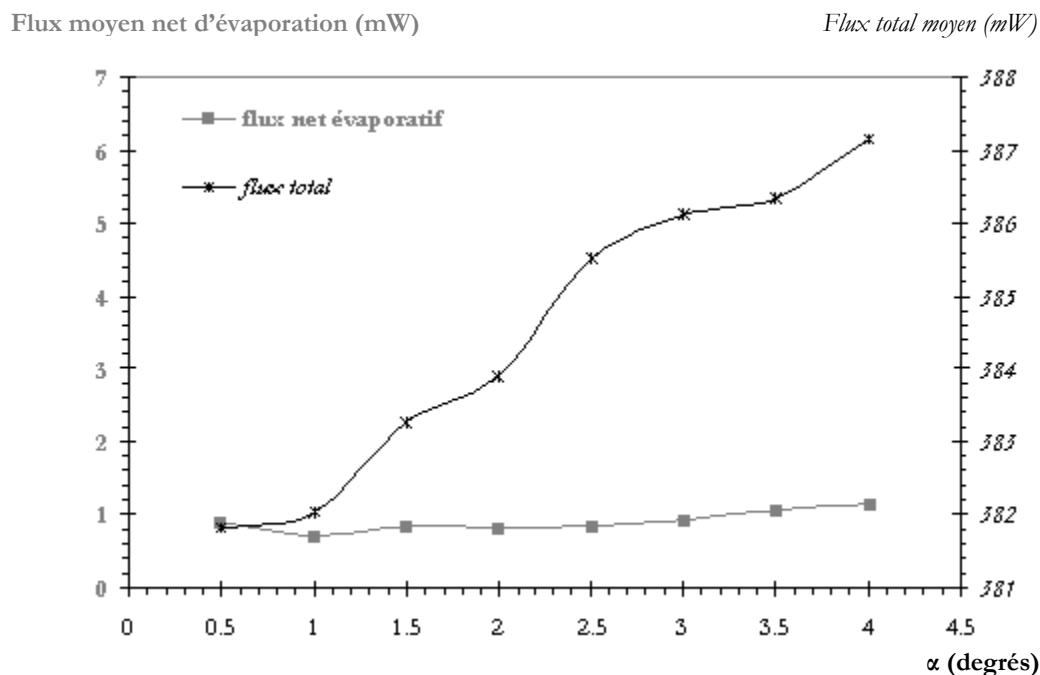


Figure IV-67 : Influence de l'inclinaison sur les flux moyens (d'évaporation et total), $\Delta V = 8,3 \pm 0,2^\circ\text{C}$, $P_c = 700 \text{ mW}$.

Enfin, la variation de l'angle d'inclinaison de la surface de nucléation engendre une variation du flux total mais le flux d'évaporation n'est pas affecté. Pour des conditions thermiques fixées, la fréquence d'émission des bulles influe donc sur les flux transférés. Ainsi, aux petits angles, on peut déjà voir qu'un moyen d'améliorer les transferts de chaleur consiste à avoir une surface inclinée de manière à augmenter la période d'émission des bulles.

En recoupant ces différentes observations avec le fait que l'amélioration des transferts de chaleur en ébullition n'est pas lié à l'énergie nécessaire au changement de phase, on peut en conclure que le mode de transfert majoritaire dans l'ébullition, dans notre configuration, correspond aux mouvements liés au départ de la bulle, soit en fait au remouillage de la surface chaude par du liquide plus froid.

Ce dernier résultat confirme certains modèles de la littérature : Mikic et Rohsenow [MIKIC-1969-b] supposèrent qu'au cours du temps d'attente qui suit le départ de la bulle et précède l'apparition de la nouvelle bulle, une nouvelle couche de liquide surchauffé se crée par conduction et que donc, le mode de transfert prédominant serait de la conduction transitoire dans le bain liquide. Ceci a aussi été abordé par Yaddanapudi et Kim [YADDANAPUDI-2000], Kim *et al.* [KIM-2000], et aussi par les récentes expérimentations de Myers *et al.* [MYERS-2005] sur des surfaces non continues (matrices de micro-éléments) à flux constant. Dans leur cas, l'augmentation du transfert de chaleur (au niveau de la surface) est attribuée au remouillage de cette dernière par le liquide froid.

IV-D- Conclusion

Nous avons étudié ici le cas d'une bulle de vapeur isolée, créée sous une surface de nucléation plane, dans un bain de liquide dégazé. Les temps et les tailles caractéristiques dans notre configuration sont relativement importants et permettent une approche plus fine du phénomène d'ébullition.

Pour cela, nous avons mené deux approches : l'une optique et l'autre thermique. Ces deux approches complémentaires ont permis de dégager un certain nombre de résultats, et d'amener des réponses sur le phénomène de changement de phase dans le cas d'une bulle unique. Ils ont aussi permis de valider un appareillage de mesure original (fluxmètre thermique) et, à notre connaissance, jamais présenté dans le cas de l'ébullition mono-site dans la littérature. De nos résultats, nous avons tiré un certain nombre de conclusions :

- ☞ La croissance de la bulle dans la configuration retenue se fait en trois étapes :
 - étape I : la bulle est accrochée au site, elle croît sous la forme d'une calotte sphérique, les flux transférés augmentent.
 - étape II : la bulle se décroche d'un des côtés du site, elle continue à croître sous la forme d'une calotte sphérique, les flux transférés augmentent.
 - étape III : la bulle subissant l'effet de la gravité, elle s'aplatit et tend vers une hauteur de bulle limite donnée par un facteur de la longueur capillaire. Le flux thermique décroît et le flux d'évaporation tend vers une valeur constante
- ☞ La loi de croissance de la bulle, souvent donnée sous la forme $R(t) \propto \sqrt{t}$, se fait dans notre configuration avec un exposant du temps variable, et dépendant des conditions thermiques (température de paroi, température du liquide) mais pas des conditions d'inclinaison.
- ☞ Il existe une corrélation évidente entre les transferts de chaleur et la fréquence : plus celle-ci est grande, plus les transferts de chaleur sont améliorés. Le flux d'évaporation reste quant à lui constant. Quantitativement, le changement de phase en lui-même ne contribue que très faiblement aux transferts de chaleur. L'essentiel des transferts est induit par les mouvements de liquide liés au départ de la bulle (soit au remouillage de la surface par du liquide plus froid).

Chapitre V

Phénomène particulier : l'effet Marangoni, résultats et discussion

Les résultats présentés dans le chapitre IV concernaient le cas particulier où le liquide est dégazé, c'est-à-dire un « cas d'école ». Ce chapitre traite du cas d'un liquide non dégazé, pour lequel nous avons observé le déclenchement d'instabilités convectives (mises en évidence par ombroscopie et par ensemencement). Par analogie avec des travaux antérieurs [REYNARD-2001-a], nous avons été amenés à effectuer deux types d'expérimentations dans du FC-72, avec ou sans changement de phase (bulle de vapeur ou bulle d'air).

Dans le cas du changement de phase, les puissances de chauffe, nécessaires au déclenchement de l'ébullition à des sous-refroidissements importants, sont incompatibles avec le fluxmètre instrumenté (dégradation). Par conséquent, c'est l'élément plan simple (Cf. Chapitre III) qui a été utilisé dans cette partie. Les mesures sont réalisées essentiellement dans la seconde cellule de test, plus petite, qui permet par ailleurs l'ensemencement (Cf. Chapitre III). Dans le cas de la bulle d'air, le dispositif expérimental est celui utilisé précédemment dans notre laboratoire [REYNARD-2001-a].

Dans une première partie, des instabilités convectives autour de la bulle de vapeur sont mises en évidence au cours de la croissance de celle-ci. Afin d'établir un parallèle entre ces instabilités et l'effet Marangoni, nous poursuivons par une rapide synthèse bibliographique sur la convection thermocapillaire autour d'une bulle d'air.

Dans une seconde partie, nous montrons que ces instabilités convectives correspondent bien à un effet Marangoni (par ensemencement et ombroscopie). Les régimes stationnaire et oscillatoire sont mis en évidence, et une étude du seuil de déclenchement du régime oscillatoire en fonction du niveau de sous-refroidissement est présentée.

Dans une troisième partie, nous présentons les différentes mesures thermiques effectuées, avec ou sans changement de phase. L'influence de la convection Marangoni sur la température et sur les transferts thermiques est discutée.

Enfin, dans une dernière partie, nous discutons de l'origine de ces instabilités de type Marangoni.

V-A- Écoulements et instabilités dans un liquide non dégazé.

V-A-1- Mise en évidence d'instabilités convectives autour d'une bulle de vapeur

Suivant le mode opératoire présenté au chapitre III, nous avons mené des expériences avec un liquide de test non dégazé (c'est-à-dire contenant des gaz incondensables dissous).

Au cours de la croissance de la bulle de vapeur, des mouvements convectifs autour de la bulle de vapeur ont pu être mis en évidence par ombroscopie (méthode optique dont le principe est donné en ANNEXE D). Des photos de ce phénomène (en ombroscopie) sont présentées en Figure V-1. Plus la bulle de vapeur croît, plus ces instabilités deviennent violentes. Selon le niveau de sous-refroidissement et la puissance de chauffe, des « jets » de liquide ont pu être observés.

Ce type d'instabilités mis en évidence par ombroscopie ressemble fortement à de la convection thermocapillaire (Cf. Figure V-2) apparaissant autour de bulles d'air injectées dans une couche de liquide (huile de silicone) chauffée par le haut et refroidie par le bas [REYNARD-2001-b].

Par suite, il semblait plausible que l'effet observé autour de la bulle de vapeur correspondait aussi à de l'effet Marangoni. Afin de discuter de l'origine de ces instabilités, nous allons présenter dans le paragraphe suivant une revue bibliographique non exhaustive sur des travaux effectués autour d'une bulle d'air dans une configuration géométrique très voisine de celle étudiée dans cette thèse et récemment utilisée au laboratoire [REYNARD-2001-a].

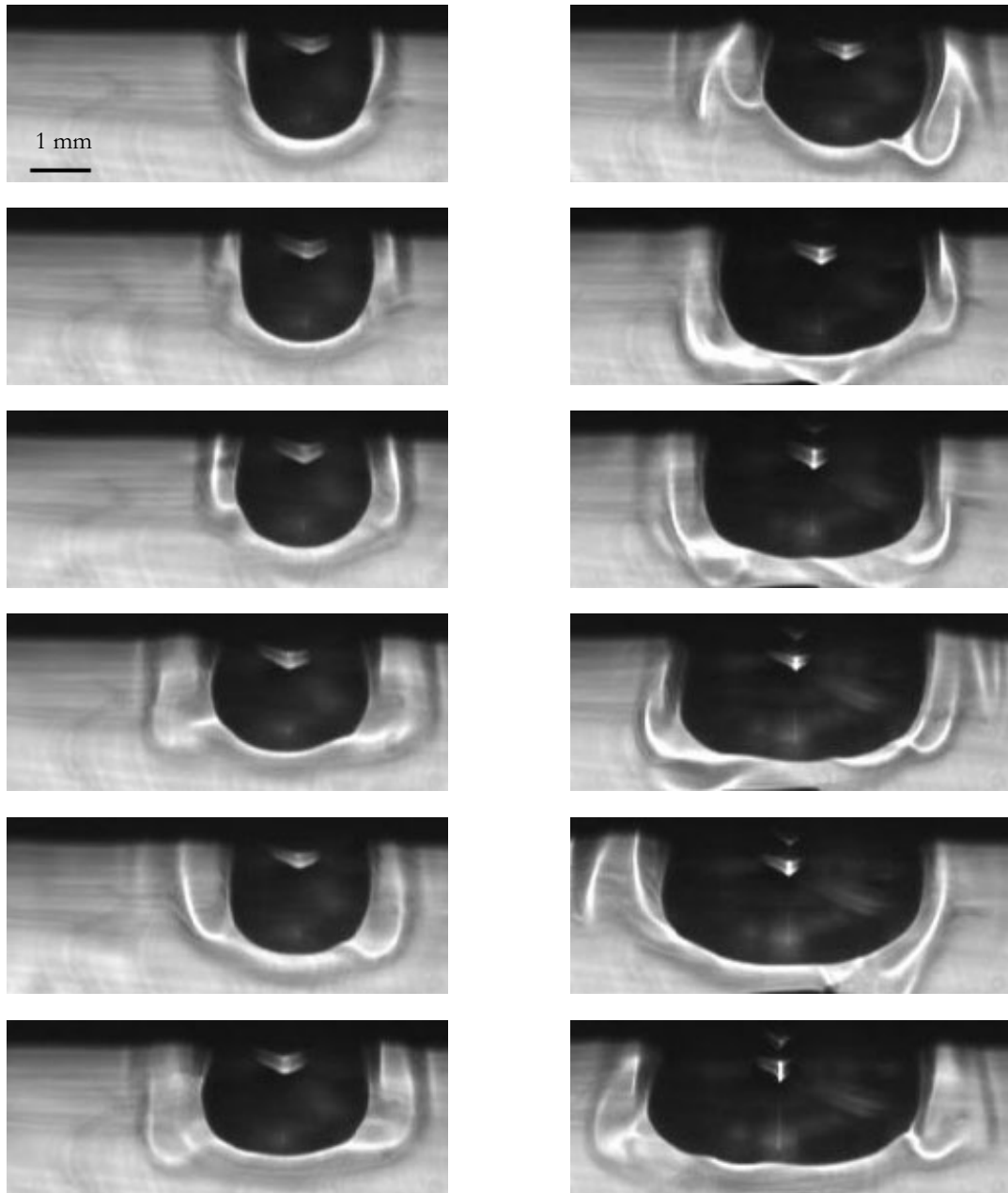


Figure V-1: visualisation par ombroscopie des instabilités convectives autour de la bulle de vapeur.
 $T_l = 39,0 \pm 0,1^\circ\text{C}$, $P_c = 1450 \text{ mW}$.

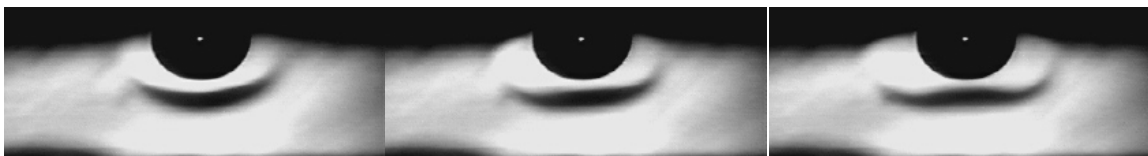


Figure V-2: visualisation par ombroscopie de la convection thermocapillaire autour d'une bulle d'air injectée dans de l'huile de silicone [REYNARD-2001-b]

V-A-2- Cas d'une bulle d'air

L'introduction d'une bulle d'air unique sous une paroi chauffée dans une couche de liquide de stratification thermique stable et stationnaire (isothermes horizontales), entraîne, dans le liquide au voisinage de l'interface, des instabilités convectives très ressemblantes. Celles-ci, dues à l'effet Marangoni, sont engendrées par un gradient de tension superficielle induit par le gradient de température. Ces instabilités correspondent dans ce cas à de la convection thermocapillaire. Dans cette configuration deux types de régimes de convection thermocapillaire ont été observés. Il s'agit du régime stationnaire et du régime oscillatoire.

☞ Régime stationnaire : les premiers travaux concernant le régime stationnaire autour d'une bulle d'air non hémisphérique injectée dans de l'huile de silicone ont été menés expérimentalement par Chun et al [CHUN-1986]. L'écoulement au voisinage de l'interface de la bulle correspondant à ce régime est axisymétrique, sous forme d'un rouleau toroïdal. Ce régime est observable soit par ensemencement, soit par interférométrie. Le rouleau est mis en évidence sur la Figure V-3 à l'aide de sphères de polystyrène [WOZNIAK-1999] selon une coupe verticale. En raison de la configuration thermique sous gravité normale, la convection naturelle joue un rôle stabilisant. Ceci se traduit par l'apparition en dessous du rouleau primaire d'une ou de plusieurs cellules secondaires (la première étant contrarotative) (cf. Figure V-4). Sous microgravité, les effets gravitationnels disparaissent, il n'y a plus de poussée d'Archimède et donc plus l'effet stabilisant que représente la convection naturelle. Par conséquent, le rouleau de convection thermocapillaire peut se développer sans opposition dans la direction verticale jusqu'à atteindre le fond de la cellule. Dans ce cas, il n'existe plus de rouleaux secondaires ([WOZNIAK-1991], [WOZNIAK-1995]). Ce régime stationnaire a été observé quel que soit le type de fluide testé contrairement au régime oscillatoire. Lorsque les deux régimes peuvent exister (faibles nombres de Prandtl), le régime stationnaire apparaît pour de faibles nombres de Marangoni et il est suivi par le régime oscillatoire.

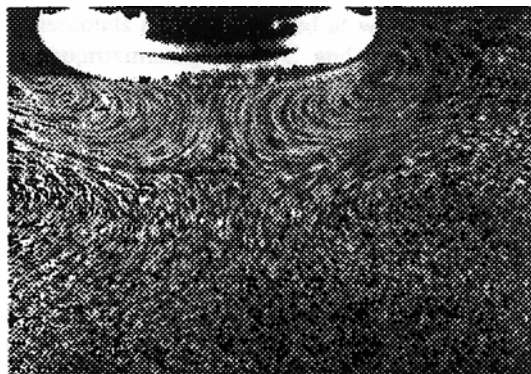


Figure V-3 : Visualisation des deux vortex de convection thermocapillaire autour d'une bulle, par ensemencement dans de l'huile de silicone ($\nu = 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$). [WOZNIAK-1999].

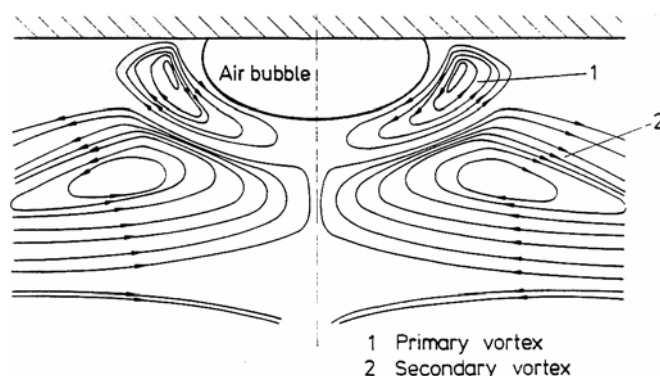


Figure V-4 : Mise en évidence de deux rouleaux primaire (1) et secondaire (2) pour de l'huile de silicone ($\nu=5.10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$). Rayon de la bulle : 5 mm, gradient de température $=1,65 \text{ }^\circ\text{C}.\text{mm}^{-1}$ [CHUN-1991].

☞ Régime oscillatoire tridimensionnel : Sous gravité normale, le régime oscillatoire a été mis en évidence pour la première fois par Raake *et al.* [RAAKE-1989] avec une huile de silicone peu visqueuse ($\text{mm} = 5$). Par la suite il n'a été observé que dans le cas de liquide à faible nombre de Prandtl ($\text{mm} \leq 40$), et l'apparition de ce régime oscillatoire dépend du nombre de Marangoni. Deux types d'écoulement oscillatoire ont été identifiés.

- écoulement oscillatoire tridimensionnel : il succède toujours au régime stationnaire. Il se caractérise par une déformation spatio-temporelle périodique du tore dans le plan horizontal. En fonction des conditions opératoires (taille de la bulle, gradient de température), différents modes (symétriques ou asymétriques) ont été mis en évidence sous gravité normale ou réduite [REYNARD-2001b]. Ces modes se caractérisent par un nombre d'extrema différents (pairs dans le cas symétrique, impairs dans l'autre).

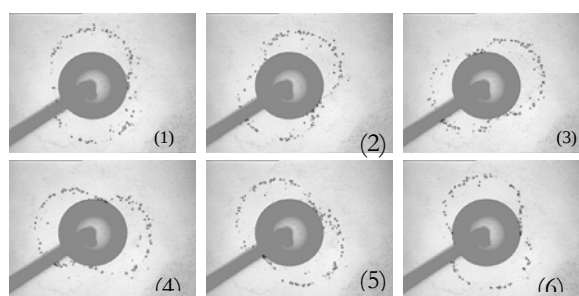


Figure V-5 : Images du mode oscillatoire symétrique à deux extrema dans un plan horizontal par ensemencement. Rayon de la bulle d'air : 3,1 mm, gradient de température : $2,1 \text{ }^\circ\text{C}/\text{mm}$. [REYNARD-2005].

Ils ont été visualisés par différentes techniques optiques (ensemencement, ombroscopie et interférométrie). La Figure V-5 présente un mode oscillatoire symétrique à deux extrema mis en évidence par ensemencement dans un plan horizontal. On observe la rotation du tore autour de la bulle. La Figure V-6 présente

un autre type de mode oscillatoire : il s'agit d'un mode asymétrique à trois extrema mis en évidence par ombroscopie dans les plans horizontal et vertical.

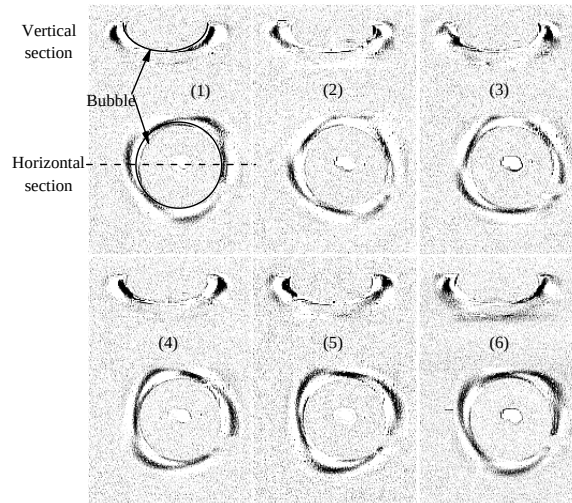


Figure V-6 : Image du mode oscillatoire tridimensionnel asymétrique à trois extrema dans les plans horizontal et vertical, par ombroscopie. Rayon de la bulle d'air : 4,1 mm, gradient de température : 3,3 °C/mm). [REYNARD-2005].

- écoulement oscillatoire axisymétrique : contrairement au premier type d'écoulement oscillatoire (oscillations transverses), le tore est juste animé d'un mouvement axial de haut en bas. Ce second type d'écoulement oscillatoire est axisymétrique et apparaît toujours après le premier type d'écoulement oscillatoire c'est-à-dire pour des nombres de Marangoni plus élevés.

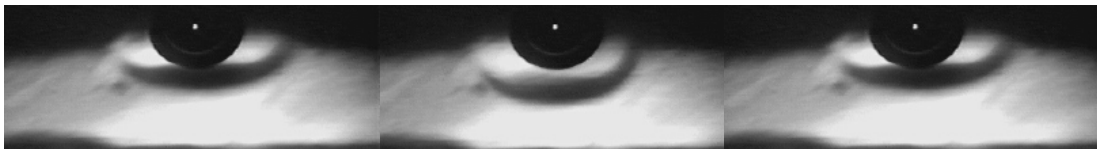


Figure V-7: Oscillation axisymétriques autour d'une bulle d'air injectée dans de l'huile de silicone (mm=16,7) [REYNARD-2001-a]

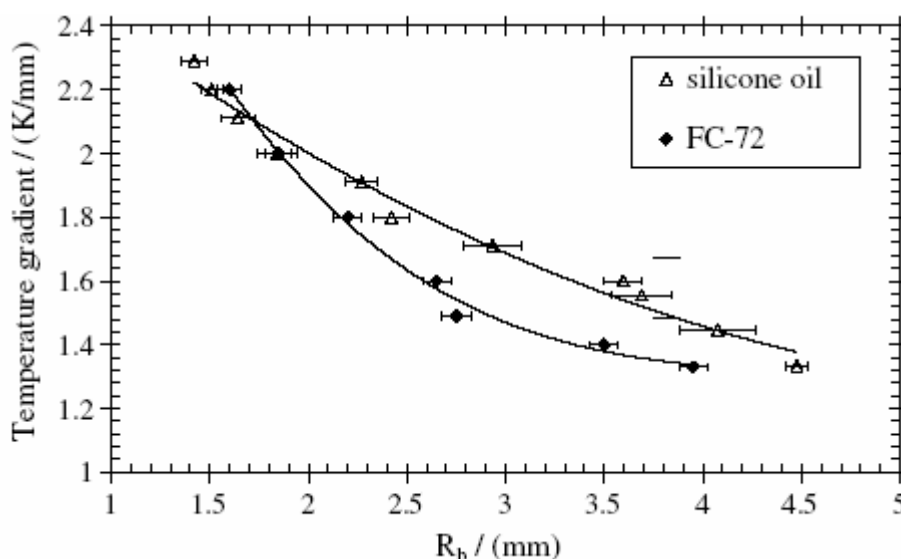


Figure V-8 : Seuil de déclenchement des instabilités oscillatoires autour d'une bulle d'air injectée dans deux liquides différents à faible nombre de Prandtl (huile de silicone et FC-72) : gradient de température en fonction du rayon de déclenchement. [REYNARD-2005].

Par ailleurs de récents travaux que nous avons réalisés au laboratoire, ont montré que ces deux types de régimes existent pour une bulle d'air injectée aussi bien dans de l'huile de silicone que dans du Fluorinert (Figure V-8). L'apparition d'un régime en particulier est conditionnée par la taille de la bulle et le gradient de température.

V-B- Convection Marangoni : mise en évidence du phénomène.

Afin de vérifier l'hypothèse énoncée en fin du paragraphe précédent, il faut pouvoir montrer l'existence du régime stationnaire et aussi éventuellement l'existence des modes oscillatoires.

V-B-1- Mode stationnaire : ensemencement

Pour mettre en évidence l'existence du mode stationnaire (non visible par ombroscopie), le FC-72 a été ensemencé avec des particules de carbone. La difficulté majeure est que le régime stationnaire n'existe que pour des bulles de petite taille et disparaît très rapidement dans le cas d'une bulle en croissance. Nous avons dû travailler dans des conditions particulières afin d'obtenir des dynamiques de croissance très lentes. Pour cela, nous avons suivi le protocole opératoire présenté au chapitre III.

Nous avons ainsi mis en évidence l'existence d'un régime stationnaire : la Figure V-9 montre la position d'une particule au cours du temps au voisinage de la bulle. La particule est confinée au voisinage de la paroi et de l'interface car elle se trouve proche du centre du vortex primaire.

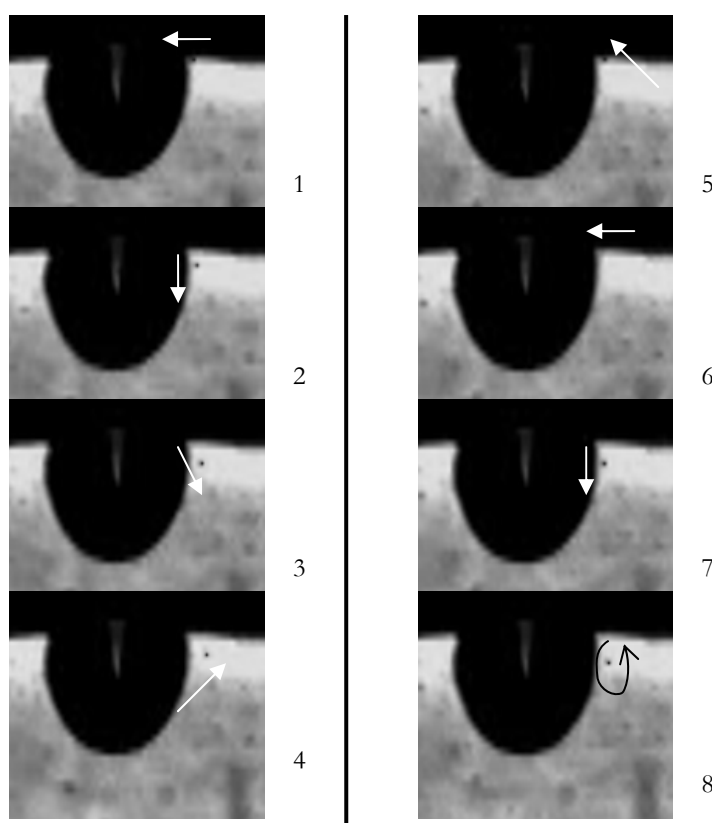


Figure V-9 : Mise en évidence du régime stationnaire par ensemencement. Pas de temps : 0,04s. $T_l=33,5\pm 0,5^\circ\text{C}$, $P_c=1061\text{ mW}$, diamètre de la bulle : environ 0,8 mm.

Sur les photos, on voit qu'elle effectue un mouvement de faible amplitude dans le sens trigonométrique, représenté sur les figures par des flèches blanches. Sur la première image, la particule est en proche paroi, puis elle descend le long de l'interface (image 2). Ensuite, elle s'écarte de l'interface (image 3) pour remonter vers la paroi (images 4 et 5). Elle se rapproche à nouveau de l'interface (image 6), et le cycle recommence (images 7 et 8). La mise en mouvement du liquide le long de l'interface (à travers le mouvement de la particule) ayant lieu depuis le haut de la bulle (paroi) vers le bas, traduit une décroissance de la tension de surface le long de l'interface.

On peut envisager que nous avons affaire à de la convection thermocapillaire. Ceci sera discuté par la suite.

V-B-2- Modes oscillatoires et seuils de déclenchements : ombroscopie

Lorsque la bulle croît, différents régimes peuvent se succéder et sont mis en évidence à l'aide d'une observation par ombroscopie (ANNEXE D).

Les modes présentés dans le cas d'une bulle d'air en section V-A-2- sont aussi observés avec la bulle de vapeur : ils sont représentés sur la Figure V-10. On observe dans un premier temps le mode symétrique, puis, lorsque la bulle de vapeur continue à croître, le mode non symétrique.

Enfin, le mode « complexe » apparaît et tend rapidement vers un mode désordonné pour lequel les mouvements dans le fluide deviennent violents (phénomènes d'éjection de liquide par « bouffées »).

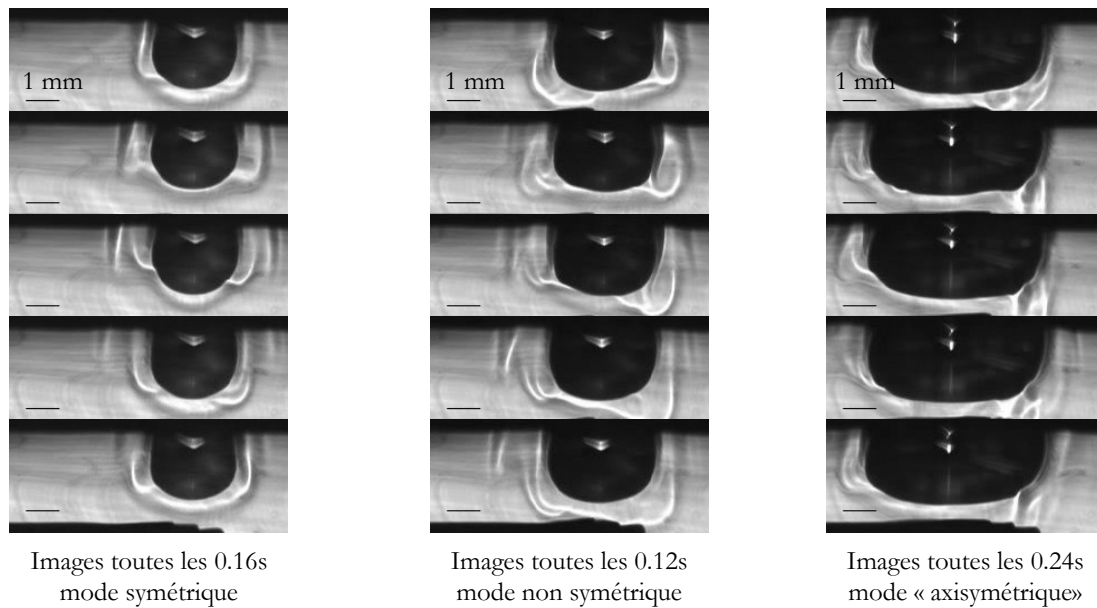


Figure V-10: Différents modes oscillatoires lors de la croissance de la bulle de vapeur, $T_l=39,3^\circ\text{C}$, $P_c=1450 \text{ mW}$. [BARTHESES-2005-a]

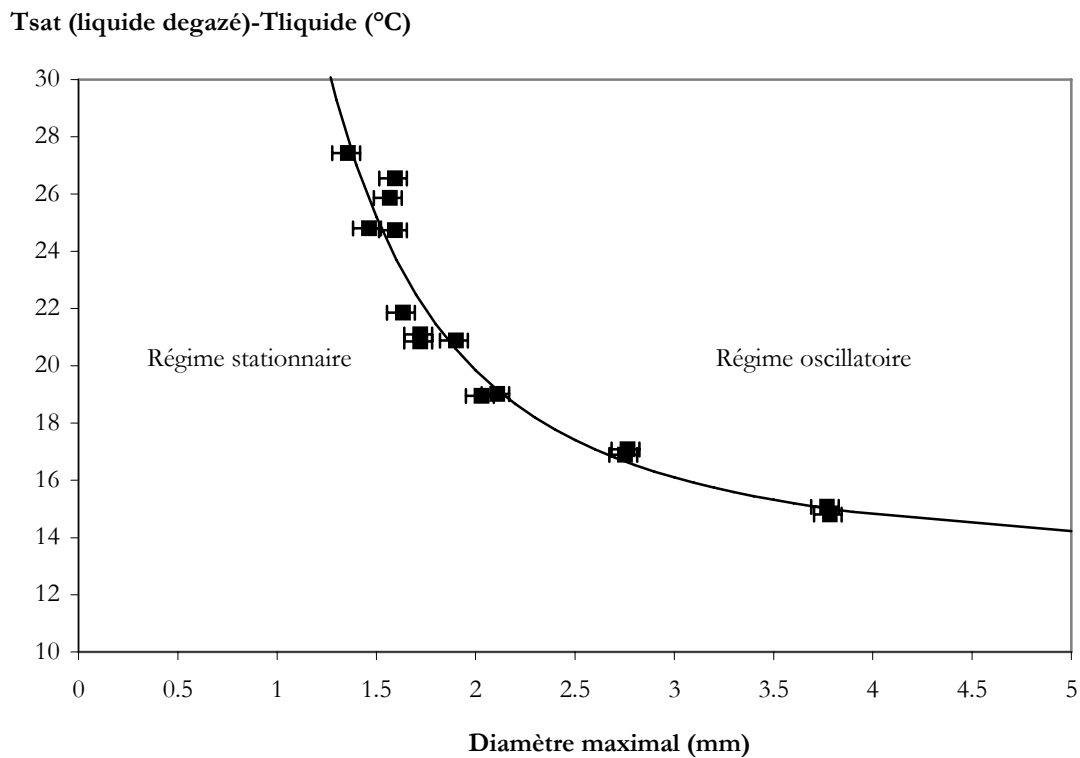


Figure V-11: Seuil de déclenchement des instabilités oscillatoires autour d'une bulle de vapeur dans du FC-72 : niveau de sous-refroidissement en fonction du diamètre maximal. $P_c=1242 \text{ mW}$.

Le déclenchement du mode oscillatoire symétrique étant directement lié à la taille de la bulle de vapeur, et au gradient thermique, nous avons tracé en Figure V-11 le diamètre de déclenchement des instabilités oscillatoires pour différentes conditions de température dans le liquide (et donc de gradient thermique). Ainsi, pour le mode symétrique, le diamètre critique de déclenchement augmente lorsque le sous-refroidissement diminue. Le déclenchement de ces modes oscillatoires est fortement influencé par le niveau de sous-refroidissement : lorsque celui-ci diminue, le diamètre de déclenchement devient très important. Avec notre dispositif, pour une température de liquide supérieure à 41°C, nous n'avons plus pu observer les oscillations car, comme on peut le constater sur la courbe, le diamètre de déclenchement augmente énormément lorsque l'on se rapproche de la saturation. Par conséquent, on peut supposer que le phénomène de recondensation au niveau du dôme de la bulle joue un rôle important sur le déclenchement des oscillations. N'ayant pas accès aux températures de paroi avec l'élément plan simple utilisé ici, nous ne pouvons pas donner le gradient de température au voisinage de l'interface. Cependant, la diminution de la température du liquide, pour une puissance de chauffe donnée, entraîne une augmentation du gradient thermique. Par suite, on peut comparer qualitativement la courbe obtenue pour une bulle de vapeur dynamique, à celle obtenue en statique par injection de bulles d'air de tailles différentes dans du FC-72 ou dans de l'huile de Silicone (Cf. Figure V-8). On constate une forte similarité de l'allure, ce qui laisse supposer que la convection Marangoni autour de la bulle de vapeur peut être induite par des effets thermiques.

V-C- Effet Marangoni : mesures thermiques

V-C-1- Changement de phase : mesures de température effectuées.

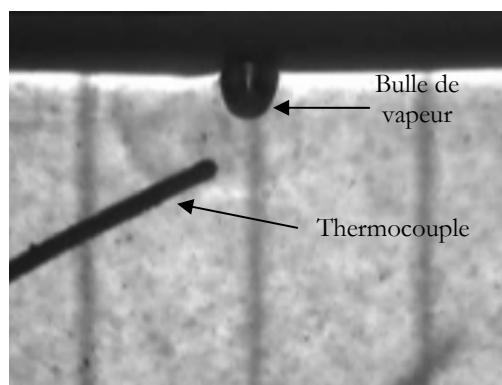


Figure V-12: Emplacement du thermocouple (type K, 0,25 mm de diamètre) sous la bulle.

Afin de mettre en évidence l'influence de la convection Marangoni sur la thermique du système, nous avons mesuré les variations de température sous la bulle de vapeur. Un thermocouple peu intrusif (de type K et 0,25 mm de diamètre) a été placé près de la bulle (1,2 mm sous la paroi). Un cycle répétitif est observé en terme de dynamique de bulle (croissance, recondensation et croissance à nouveau), de mesure de température (variations de température au cours de la phase de recondensation) et d'écoulement autour de la bulle.

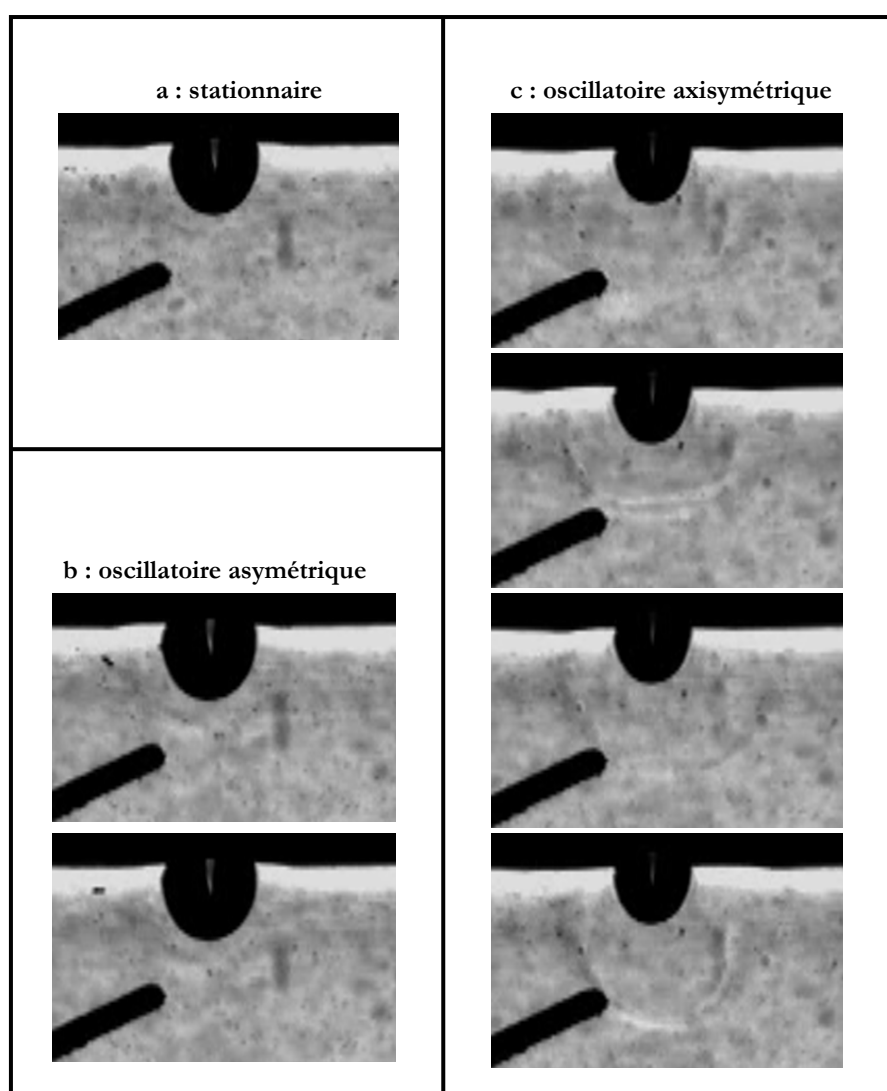


Figure V-13: Visualisation des régimes d'écoulement autour de la bulle de vapeur (FC-72) en croissance, puis en recondensation. $T_f=33,5 \pm 0,5^\circ\text{C}$, $P_c=1061 \text{ mW}$.

Sur la Figure V-13, les régimes d'écoulement au cours de la croissance et de la recondensation de la bulle sont présentés. Dans un premier temps, la bulle croît très lentement. Le régime oscillatoire symétrique apparaît, après le régime stationnaire (a), suivi rapidement du régime oscillatoire non symétrique (b). Durant cette phase de croissance, les mouvements de liquide au voisinage de l'interface correspondent à un rouleau primaire relativement confiné. L'amplitude et l'intensité du mouvement du liquide augmentent avec la taille de la bulle. Par suite, du liquide sous-refroidi (« puisé » de plus en plus bas) est ramené à son contact : la bulle se recondense, diminuant alors de taille. Un nouveau régime d'écoulement apparaît : les oscillations se font par « pulsations » verticales (c), ressemblant au mode oscillatoire axisymétrique. Lorsque ces oscillations disparaissent, la bulle recommence à croître et entame un nouveau cycle.

La Figure V-14 met en évidence ce cycle périodique. Les évolutions temporelles du diamètre et de la température sous la bulle y sont représentées. Au cours de la phase de

croissance de la bulle, il n'y a pas d'effet sur la température mesurée (le thermocouple étant trop éloigné de la zone d'écoulement). Lorsque la recondensation apparaît, les pulsations verticales du régime oscillatoire axisymétrique entraînent des variations de température qui sont détectées par le thermocouple placé sous la bulle. Ainsi, une bulle, même de petite taille peut engendrer des variations de température non négligeables dans une zone relativement éloignée, selon le type de régime oscillatoire. On constate par ailleurs que l'apparition de la recondensation entraîne une transformation immédiate du champ de température, ce qui traduit l'importance de l'intensité du rouleau de convection (et donc des transferts de chaleur).

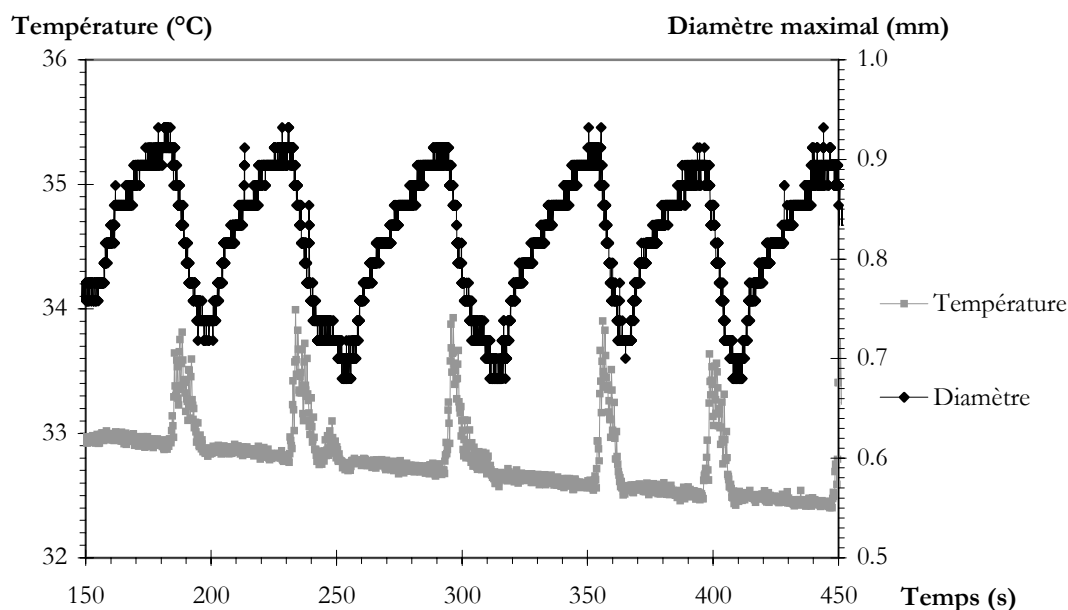


Figure V-14: Diamètre maximal et température mesurée sous la bulle de vapeur en fonction du temps : mise en évidence de l'influence des « bouffées » de convection sur les mesures de température.
 $T_1 = 33,5 \pm 0,5^\circ\text{C}$, $P_c = 1061 \text{ mW}$.

Nous nous sommes donc posés la question de l'influence de la convection Marangoni sur les transferts de chaleur. L'appareillage actuel ne nous permettant pas de mesurer des flux en présence de convection autour d'une bulle de vapeur, nous avons effectué des mesures de flux dans le cas d'une bulle d'air, avec un dispositif utilisé précédemment dans notre laboratoire [REYNARD-2001-b].

V-C-2- Sans changement de phase : mesure de flux.

La mesure de flux est effectuée avec le même type de fluxmètre thermique présenté dans le chapitre III. Il est évidé en son centre afin de permettre l'injection de la bulle d'air dans la couche de liquide chauffée par le haut (résistance chauffante) et refroidie par le bas (module à effet Peltier) [REYNARD-2005]. Le fluxmètre est collé sous la paroi chauffante, et permet ainsi la mesure du flux total.

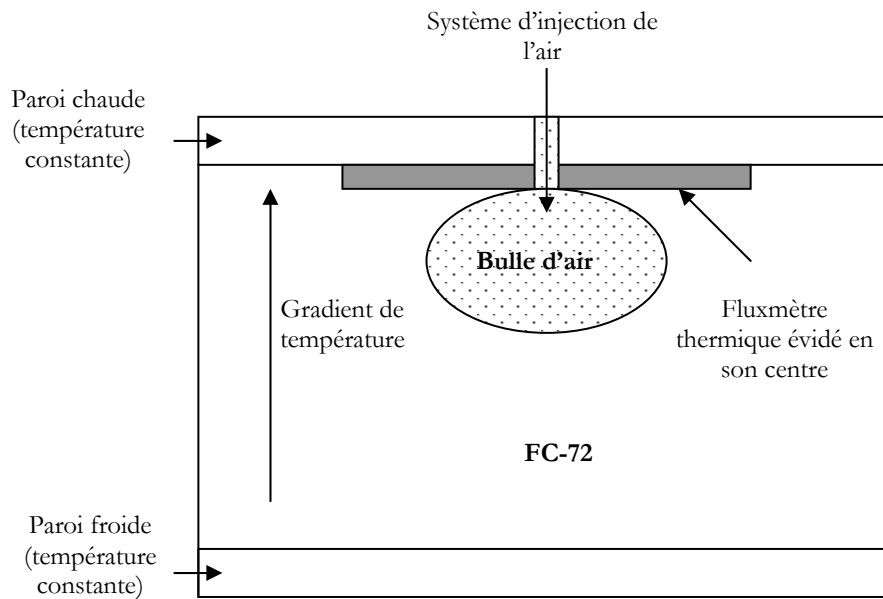


Figure V-15 : Schéma de principe des mesures de flux (induit par la convection thermocapillaire autour d'une bulle d'air).

Les flux sont mesurés pour des bulles d'air injectées (de différentes tailles et dans du FC-72 soumis à différents gradients de température) en présence d'effet Marangoni (stationnaire ou oscillatoire) : ceci est donné sur la Figure V-16. Le flux total augmente lorsque le gradient de température et/ou la taille de la bulle augmentent.

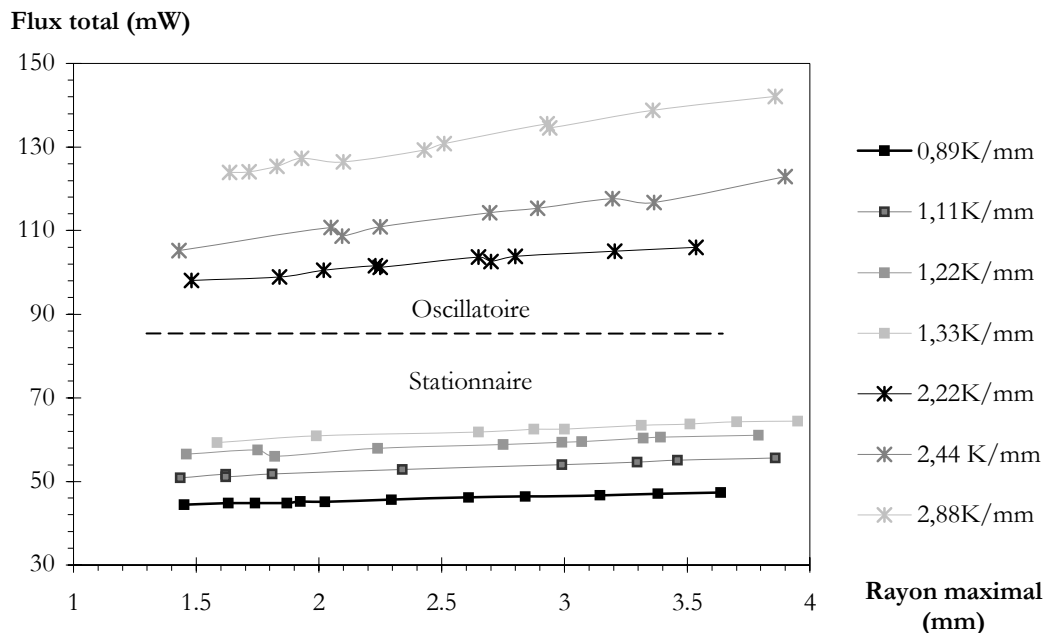


Figure V-16: Flux total mesuré en présence d'une bulle d'air dans du FC-72 en fonction du rayon maximal de la bulle injectée, pour différents gradients de température.

Afin d'isoler au mieux l'effet de la convection Marangoni sur les transferts de chaleur mesurés, la valeur du flux mesuré sans bulles d'air pour les mêmes gradients de température est soustraite au flux total obtenu précédemment (Figure V-16). On peut ainsi quantifier l'amélioration des transferts de chaleur en présence de convection Marangoni, par rapport à un régime purement V

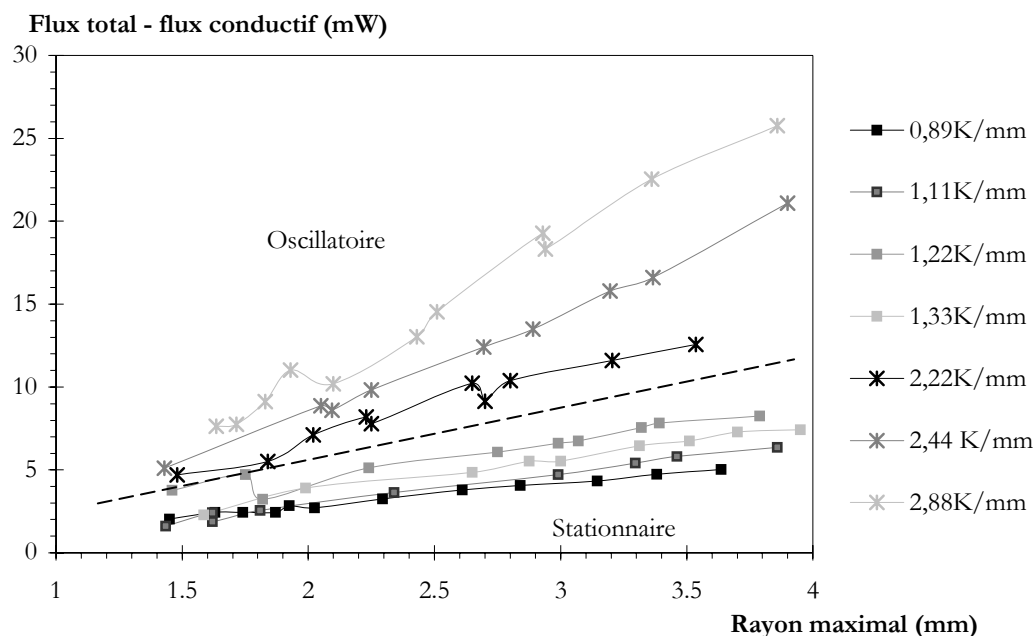


Figure V-17: Différence entre le flux total mesuré en présence d'une bulle d'air et le flux total mesuré sans bulle d'air (flux V) en fonction du rayon maximal de la bulle injectée, pour différents gradients de température dans du FC-72.

La contribution de la convection thermocapillaire augmente, d'une part avec le rayon des bulles d'air injectées, et d'autre part avec le gradient de température. Selon la valeur du gradient de température, le régime est stationnaire (0,89 ; 1,11 ; 1,22 et 1,33 K.mm⁻¹) ou oscillatoire (2,22 ; 2,44 et 2,88 K.mm⁻¹). On constate que le régime d'écoulement a une influence sur les transferts de chaleur (pente). En recoupant ces données avec celles obtenues au cours de la recondensation d'une bulle de vapeur, en régime oscillatoire, les transferts de chaleur sont accrus.

Dans le cas de la bulle d'air, la contribution de la convection thermocapillaire est comprise entre 1,6 mW (bulle de plus petite taille, et plus petit gradient de température) et 25,8 mW (bulle de plus grande taille, et plus grand gradient de température). En comparant ces ordres de grandeur avec ceux du flux net d'évaporation (Chapitre IV), on remarque que cette contribution n'est pas négligeable.

V-D- Discussion sur l'origine du phénomène

V-D-1- Effet des incondensables

Afin de comprendre un peu mieux ces instabilités convectives, nous avons cherché à analyser l'influence du dégazage sur l'apparition de celles-ci.

Pour cela, nous avons étudié deux cas limites : le cas du liquide dégazé au mieux (selon le mode opératoire présenté chapitre III) et le cas du liquide non dégazé. Dans ces deux cas, nous nous sommes placés dans des conditions de puissance de chauffe, de sous-refroidissement et d'inclinaison identiques.

Lorsque le liquide est dégazé, la convection Marangoni n'est plus observable. On observe par ombroscopie un « halo » stable autour de la bulle de vapeur (résultant du fort gradient thermique) mais aucun mouvement convectif dans le liquide (Figure V-18). L'ombroscopie ne permettant pas de mettre en évidence le mode stationnaire, le liquide a étéensemencé et on vérifie bien que pour un liquide dégazé, dans nos conditions opératoires, aucune convection Marangoni n'est observée.

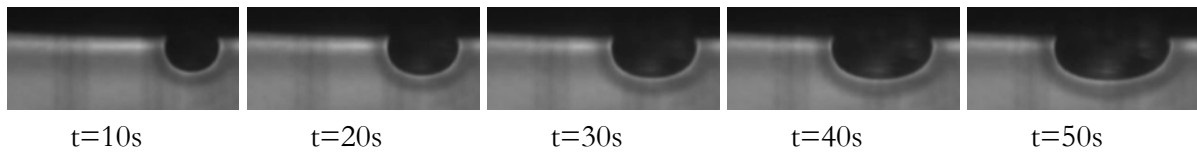


Figure V-18: Liquide dégazé au mieux en ombroscopie : absence de convection Marangoni. Le halo autour de la bulle reste stable. $T_l=38,0\pm0,3^\circ\text{C}$, $P_c=2514\text{ mW}$, [BARTHES-2005-a].

Pour des tailles de bulle équivalentes, la Figure V-19 présente les deux cas limites : le cas d'un liquide dégazé au mieux à gauche sur la figure, et le cas d'un liquide non dégazé à droite. On peut noter que la présence de gaz incondensables modifie profondément la dynamique de la bulle. Ainsi, pour fournir des images de la bulle à des étapes sensiblement équivalentes de sa croissance, les pas de temps de la Figure V-19 sont très différents. Comme nous l'avons déjà présenté dans les chapitre I et II, la présence de gaz incondensables dissous abaisse la température de saturation du liquide, en conséquence l'ébullition se déclenche plus facilement avec un liquide non dégazé et la croissance sera comparativement plus rapide, pour des conditions thermiques (de paroi et de liquide) identiques.

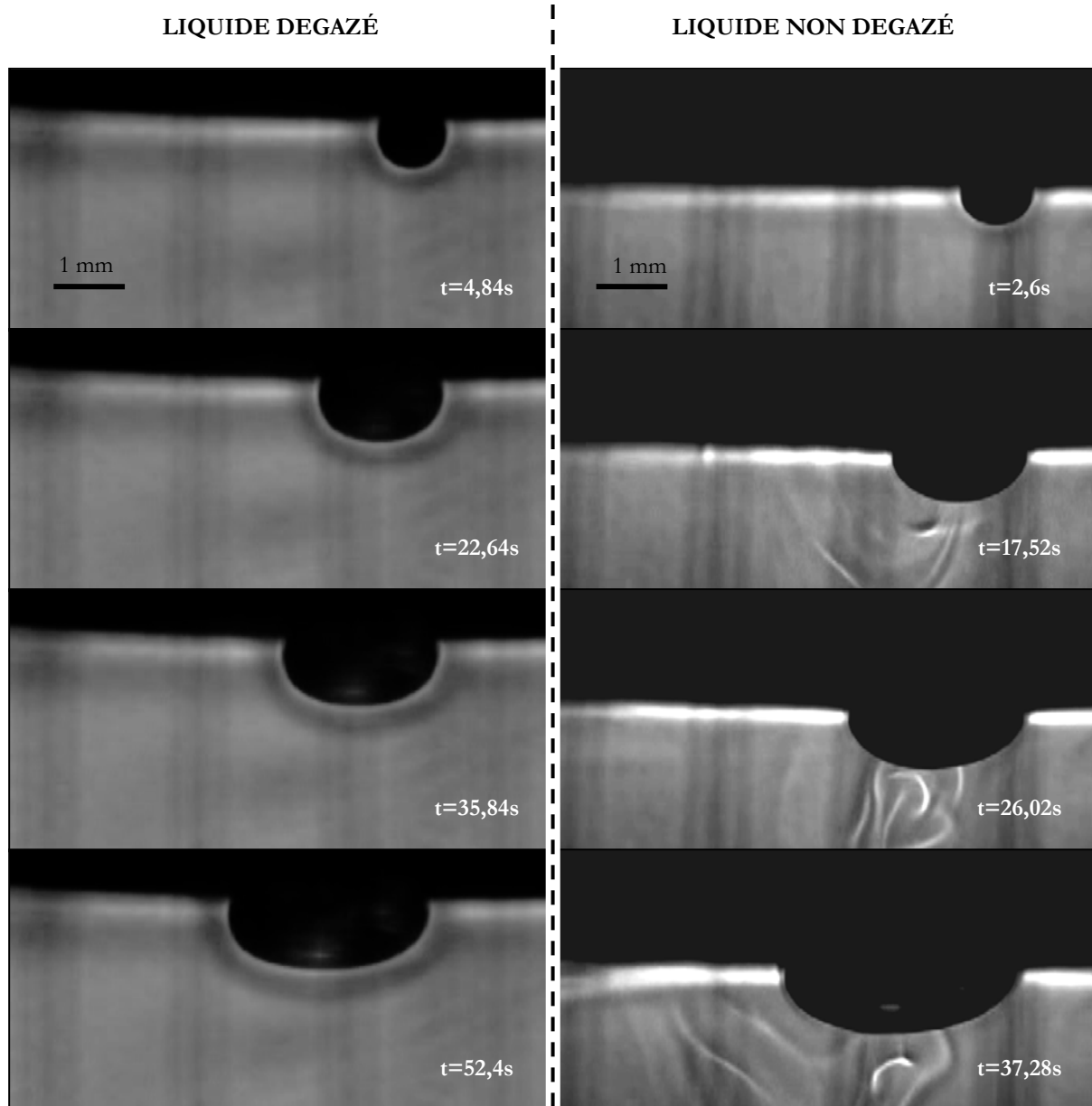


Figure V-19: Comparaison du cas d'un liquide dégazé et d'un liquide non dégazé : les instabilités convectives n'apparaissent que dans le cas d'un liquide non dégazé, $T_l=38,0\pm0,3^\circ\text{C}$, $P_c=2514\text{ mW}$

Des observations précédentes (Figure V-18 et Figure V-19), on peut conclure que la convection Marangoni n'est observée que dans le cas du Fluorinert non dégazé. Ainsi, nous nous sommes posé la question de savoir en quoi la présence de gaz incondensables joue un rôle sur l'existence de la convection Marangoni, et quelle en est l'origine (thermocapillaire ou solutal).

V-D-2- Discussion sur le type de convection Marangoni (solutal, thermocapillaire)

Nous venons de voir que la convection de Marangoni n'était observable que sur un liquide non dégazé. Nous pouvons alors formuler deux hypothèses sur la nature du fluide éliminé par dégazage

- ☞ air dissous
- ☞ phase plus volatile

Dans les deux cas, le dégazage permet d'éliminer la phase indésirable pour obtenir du FC-72 pur.

Au cours de nos campagnes de mesures nous avons pu constater que sur le FC-72 dégazé l'effet Marangoni n'était jamais observable, même au bout de plusieurs jours, tant que le fluide n'avait pas été remis en contact avec de l'air. Par contre, dès que la cellule de mesures avait été ouverte, on retrouvait une température d'ébullition abaissée avec apparition de l'effet Marangoni. On peut donc bien attribuer ce phénomène à la présence d'incondensable, ici de l'air. Ce résultat est en contradiction avec ce que Henry *et al.* [HENRY-2004-b] ont obtenu. Ces derniers attribuent effectivement les instabilités convectives observées à de la convection Marangoni, mais en revanche, selon eux, la présence d'incondensables dissous a tendance à empêcher le déclenchement de ces instabilités, voire faire disparaître ce phénomène. Ainsi, ils concluent que la convection Marangoni ne serait pas due aux incondensables, mais plutôt à la nature du FC-72 (mélange de plusieurs composants). Cette hypothèse impliquerait la présence de phases moins volatiles (et donc non éliminées par dégazage), ce que nous n'avons pas constaté dans notre cas.

Comme cela a été présenté au chapitre I, l'effet Marangoni peut être induit par un gradient de température, de concentration ou de potentiel électrique. Dans notre cas, seules les origines solutal ou thermique sont envisageables (pas de champ électrique).

Les différentes conclusions tirées de nos résultats nous amènent à penser que nous observons ici de la convection thermocapillaire (déclenchement par création d'un gradient thermique le long de l'interface) : en effet, lorsque l'on se rapproche de la saturation, et donc que le gradient thermique diminue, l'effet Marangoni n'apparaît que pour des bulles de taille plus importantes. Ceci serait en accord avec les hypothèses émises par Straub [STRAUB-2001]. Ce dernier suppose que, pour une bulle en croissance dans un liquide sous-refroidi, la condensation au niveau du dôme de la bulle entraîne une accumulation des gaz incondensables. Un écoulement de vapeur dans la bulle serait induit par les différents transferts de masse (évaporation à la base de la bulle, et condensation au niveau du dôme). Les incondensables seraient alors transportés depuis la zone d'évaporation jusqu'au dôme de la bulle. Seule une faible partie de ces gaz pourraient se dissoudre à nouveau dans le liquide, la majorité des incondensables s'accumulant à l'extrémité du dôme de la bulle. Ceci entraînerait l'apparition d'un gradient de pression partielle de vapeur et donc, par suite, d'un gradient de température (de saturation) le long de l'interface. Ceci générerait donc un gradient de tension superficielle dont la cause serait purement thermique. La convection observée serait donc alors, selon Straub, thermocapillaire.

V-E- Conclusion :

Dans ce chapitre nous nous sommes intéressés à la convection Marangoni dans du FC-72. Pour cela nous avons étudié successivement le cas d'une bulle d'air, puis celui d'une bulle de vapeur.

Dans les deux cas nous avons pu :

- ☞ Mettre en évidence les différents régimes d'écoulement, stationnaire et oscillatoire, et définir la courbe limite de transition entre ces deux régimes
- ☞ Comparer ces résultats avec d'autres, plus anciens, obtenus au laboratoire dans le cas d'une bulle d'air dans de l'huile de silicone

Nous avons aussi montré que l'effet Marangoni n'apparaissait que dans le cas d'un fluide non dégazé et résulte de la présence d'air dissous dans le FC 72. Il s'agit là d'une différence essentielle entre le « cas d'école » du liquide pur étudié au chapitre IV, et le cas réel. Cette différence se traduit par une augmentation des transferts thermiques, augmentation qui a été chiffrée.

Enfin une analyse des résultats nous a conduit à attribuer l'effet Marangoni à de la convection thermocapillaire, ce qui est en accord avec les conclusions de Straub [STRAUB-2001].

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

La maîtrise du changement de phase liquide vapeur, d'un point de vue énergétique, représente un réel enjeu dans de nombreux domaines. Depuis déjà de nombreuses années, l'ébullition a été très largement étudiée. Ce phénomène a souvent été appréhendé et décrit de manière globale, c'est-à-dire en considérant le cas de nucléation multi-sites non contrôlés. Cependant, de nombreuses questions restaient encore ouvertes. Par conséquent, une connaissance plus locale du phénomène était nécessaire : ainsi, ces dernières années, de nouvelles expérimentations ont vu le jour.

Ce travail s'inscrit dans cette démarche scientifique, en proposant une étude fondamentale de l'ébullition sur un site isolé par une approche expérimentale. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux transferts de chaleur et de masse associés à la dynamique de croissance de la bulle, et aux écoulements induits par cette dernière.

La configuration de l'étude a consisté à créer une bulle de vapeur unique sous un élément chauffant à inclinaison variable, ceci afin de maîtriser la croissance de la bulle jusqu'à des tailles importantes. Deux dispositifs expérimentaux ont été développés au cours de cette thèse. Ils permettent de coupler une approche optique classique (visualisation et post-traitement d'images) à une approche thermique originale, basée sur l'utilisation d'un fluxmètre thermique et instrumenté en thermocouples.

L'influence de différents paramètres significatifs (puissance de chauffe, niveau de sous-refroidissement, inclinaison, dégazage) sur le phénomène d'ébullition a été analysée grâce à de

nombreuses études systématiques. Nous avons pu ainsi obtenir des résultats nouveaux, et amener des réponses sur le phénomène de changement de phase dans le cas d'une bulle unique.

Dans le cas d'un liquide « entièrement » dégazé, nous avons déterminé précisément trois étapes de croissance de la bulle dans la configuration retenue. Au dessous d'une certaine taille, la bulle est accrochée sur les bords du site avec une forme de calotte sphérique. Ensuite la bulle garde la même forme mais n'est accrochée au site que par un bord. Enfin, au cours de la dernière étape avant le détachement, la bulle change de forme (elle s'aplatit, subissant l'effet de la gravité). Certains des modèles de croissance de bulle de la littérature ont ensuite été comparés à nos résultats expérimentaux. Il est apparu ainsi que, dans notre configuration géométrique, la croissance en racine du temps généralement admise n'est pas satisfaisante. L'exposant du temps dans notre cas varie entre 0,36 et 0,54. Il dépend manifestement des conditions thermiques (surchauffe, sous-refroidissement) mais pas de l'inclinaison. L'exploitation simultanée de deux approches expérimentales (optique et thermique) permet une analyse plus fine du phénomène. Il est ainsi possible de distinguer dans les transferts thermiques les parts respectives dues à la conduction-convection et au changement d'état. Le fluxmètre thermique ainsi validé semble être un moyen d'investigation intéressant dans ce type d'étude. Nous avons aussi montré que le changement de phase (flux net d'évaporation) contribue partiellement aux transferts de chaleur, et ne permet pas d'expliquer à lui seul l'importance des échanges thermiques en ébullition. Nous avons mis en évidence que ces transferts sont aussi conditionnés par la fréquence d'émission des bulles de vapeur (remouillage de la paroi par du liquide froid), et dépend donc de l'orientation de la surface de nucléation.

Dans le cas d'un liquide contenant des gaz dissous (non dégazé), nous avons mis en évidence l'apparition de différents régimes d'écoulements induits au niveau de l'interface liquide-vapeur. Nous avons réalisé plusieurs expériences (par ombroscopie et ensemencement) pour mieux caractériser ces régimes. Les premières analyses montrent que ces comportements sont la manifestation de phénomènes thermocapillaires induits par la présence de gaz incondensables dissous (air). Ces derniers engendreraient l'apparition d'un gradient de pression partielle de vapeur le long de l'interface.

On a ainsi avancé dans la connaissance de l'ébullition sur un site unique, dans la configuration choisie. L'extension à des angles d'inclinaison de la surface de nucléation plus importants (jusqu' à des configurations usuelles) permettrait un raccordement avec les nombreux développements et résultats proposés dans la littérature. Par ailleurs, il serait aussi intéressant d'étendre l'étude au cas d'une configuration multi-sites, afin d'analyser les effets d'interaction entre bulles, et leur influence sur les transferts de chaleur et de masse.

Dans le cas d'un liquide non dégazé, la convection thermocapillaire a été caractérisée. Il serait intéressant par la suite de quantifier la contribution de cet effet aux transferts de chaleur et de masse induits. L'approfondissement des investigations serait d'un grand intérêt. Ceci afin de clarifier les mécanismes de base des effets thermocapillaires en présence d'un changement de phase liquide vapeur. Pour cela, la mesure de la fraction massique des gaz dissous dans le liquide est primordiale.

De plus, une approche numérique serait d'une grande utilité en complément de l'approche expérimentale développée, un des points fondamentaux étant de prédire les croissances de bulles, et d'évaluer les transferts de chaleur au voisinage de la paroi dans la configuration étudiée. Enfin, une étude théorique permettrait d'explicitier physiquement la variation de l'exposant du temps dans les modèles de croissance. Ceci passe par une analyse précise des phénomènes (transferts, mouillage, forces) au niveau de la ligne triple.

ANNEXE A : Compléments sur les nucléations homogène et hétérogène.

A-1-Nucléation homogène

La nucléation homogène correspond à la formation de bulles de vapeur au sein d'un liquide pur surchauffé ($T_l > T_{\text{sat}}$) ou dont la pression de travail a été brusquement abaissée. Pour qu'une molécule passe de l'état liquide à celui de vapeur, elle doit posséder une certaine énergie d'activation et il faut aussi que des molécules liquides dites « actives » soient présentes en même temps et dans une même région du liquide afin de former un nucleus actif. La probabilité d'un tel événement (grand nombre de molécules actives en un même lieu et au même moment) étant faible, la formation de nucleus actifs est supposée comme étant le résultat de collisions entre les molécules [COLE-1974]. Si l'énergie du liquide est suffisante, la rencontre d'un embryon de vapeur contenant N molécules actives avec une molécule non active produit un embryon de $N+1$ molécules actives.

Pour des états proche de la saturation, l'existence de variations de densité engendre des zones où la densité moléculaire est très proche de celle de la vapeur saturée, pouvant alors donner

naissance à des embryons de vapeur. Les conditions d'équilibre d'un tel embryon de bulle peuvent être déterminées pour un système constitué d'un liquide pur surchauffé maintenu à température et pression constantes. Ce système thermodynamique sera utilisé dans toutes les sections concernant l'ébullition homogène et nous nous intéresserons aux conditions d'équilibre d'un germe de vapeur sphérique. Il est à noter que la formation de gouttes au sein de vapeur sous-refroidie porte aussi le nom de nucléation homogène. Nous ne présenterons pas ici les approches microscopique et cinétique de la formation d'embryon, présentées en détail dans l'ouvrage de Carey [CAREY -1992] et le papier de Kwak [KWAK-2002].

A-1-1-Condition d'équilibre au sein d'un liquide surchauffé.

Soit un système constitué du liquide pur surchauffé à température et pression constantes. Un nucleus de vapeur se forme au sein de ce liquide. Le liquide est pur, donc le potentiel thermodynamique qui permettra de donner le sens d'évolution spontanée possible d'un système à partir d'un état donné, est alors l'enthalpie libre G . La bulle de vapeur est à l'équilibre si $dG=0$: en supposant que la bulle est à l'équilibre thermodynamique [JARVIS-1975], les phases liquide ($T_l=T_0$, $P_l=P_0$) et vapeur (T_v , P_v) sont à la même température (équilibre thermique) et possèdent le même potentiel chimique (équilibre chimique). De plus, le germe de vapeur, à cause de la tension superficielle entre les deux phases, sera de forme sphérique, ce qui implique une différence de pression de part et d'autre de l'interface liquide-vapeur (équilibre mécanique). Ainsi, les conditions d'équilibre sont les suivantes :

☞ Équilibre thermique :

$$T_l = T_v \quad (A-1)$$

☞ Équilibre chimique :

$$\mu_l = \mu_{v-eq} \quad (A-2)$$

☞ Équilibre mécanique (Laplace Young)

$$P_v - P_l = \frac{2\sigma}{R_{eq}} \quad (A-3)$$

Cette équation montre que de petits rayons de courbure conduisent à des sauts de pression importants, ce qui sera très important par la suite dans la description de la nucléation. Le liquide étant pur, il y a égalité des potentiels chimiques et de l'enthalpie libre (potentiel thermodynamique) :

$$\mu_l = \mu_{v-eq} = g_l = g_{v-eq}$$

En intégrant l'équation de Gibbs Duhem appliquée à la phase vapeur à température constante, et en assimilant la vapeur à un gaz parfait, on arrive à :

$$\mu_{v-eq} - \mu_{v-sat} = \bar{R}_m T_0 \ln \left(\frac{P_{v-eq}}{P_{sat}(T_0)} \right) \quad (A-4)$$

Avec $\bar{R}_m = \frac{\bar{R}}{M}$ où « $\bar{R}$ » est la constante des gaz parfaits, et « M » la masse molaire.

De même en intégrant à nouveau l'équation de Gibbs Duhem, mais cette fois pour la phase liquide considérée comme incompressible ($V_l = \text{constante}$), on obtient :

$$\mu_l - \mu_{l-sat} = V_l (P_0 - P_{sat}(T_0)) \quad (A-5)$$

En utilisant l'égalité des potentiels chimiques entre les phases liquide et vapeur dans les équations (A-4) et (A-5), on trouve alors la relation liant la pression de vapeur à l'intérieur de la bulle de vapeur à l'équilibre [VAN STRALEN-1979] :

$$P_{v-eq} = P_{sat}(T_0) \exp \left(\frac{V_l (P_0 - P_{sat}(T_0))}{\bar{R}_m T_0} \right) = P_{sat}(T_0) \exp \left(\frac{V_l (P_{v-eq} - \frac{2\sigma}{R_{eq}} - P_{sat}(T_0))}{\bar{R}_m T_0} \right) \quad (A-6)$$

En remplaçant dans l'équation (A-4) :

$$R_{eq} = \frac{2\sigma}{P_{sat}(T_0) \exp \left(\frac{V_l (P_0 - P_{sat}(T_0))}{\bar{R}_m T_0} \right) - P_0} \quad (A-7)$$

Ainsi, seuls les embryons de bulles dont le rayon est égal au rayon d'équilibre pourront être en équilibre avec le liquide.

Étant donné que, dans la plupart des cas, $P_{v-eq} - P_{sat}(T_0) \ll 2\sigma/R_{eq}$, l'équation (A-6) se simplifie en :

$$P_{v-eq} = P_{sat}(T_0) \exp \left(- \frac{2V_l}{\bar{R}_m T_0} \frac{\sigma}{R_{eq}} \right) \quad (A-8)$$

Ainsi, l'écart entre la pression de vapeur au sein du germe à l'équilibre P_{v-eq} et la pression de vapeur saturante à la température du liquide $P_{sat}(T_0)$ décroît très rapidement avec la taille des germes.

Et l'équation (A-7) devient alors plus simplement :

$$R_{eq} = \frac{2\sigma V_l}{-\bar{R}_m T_0 \ln\left(\frac{P_{v-eq}}{P_{sat}(T_0)}\right)} \quad (A-9)$$

L'équation de Kelvin-Laplace nous donne la pression du liquide en fonction du rayon d'équilibre « R_{eq} », de la pression correspondant à une interface plane à la même température « P_∞ », de la tension de surface σ et des masses volumiques du liquide « ρ_l » et de la vapeur « ρ_v » sous les hypothèses que la vapeur est assimilée à un gaz parfait, et que le liquide est incompressible :

$$P_\infty - P_0 = \frac{2\sigma\rho_l}{R_{eq}(\rho_l - \rho_v)} \quad (A-10)$$

En intégrant l'équation de Clapeyron qui représente l'évolution de la pression de vapeur le long de la courbe de saturation :

$$\left.\frac{dP}{dT}\right|_{sat} = \frac{h_{lv}\rho_l\rho_v}{T_{sat}(\rho_l - \rho_v)} \quad (A-11)$$

Et en utilisant l'équation de Kelvin-Laplace, après simplifications, on obtient l'équation reliant la surchauffe du liquide ($T_l - T_{sat}$) à l'inverse du rayon de l'embryon de vapeur à l'équilibre sous la condition que $\frac{T_0 - T_{sat}(P_0)}{T_{sat}(P_0)} \ll 1$:

$$\Delta T_{sat} = T_0 - T_{sat}(P_0) = \frac{2\sigma T_{sat}(P_0)}{h_{lv}\rho_v R_{eq}} \quad (A-12)$$

Une autre expression de la surchauffe de nucléation peut être obtenue en intégrant l'équation de Clapeyron, en supposant que $\rho_v \ll \rho_l$, que la vapeur est assimilée à un gaz parfait compressible, et que $T_{sat}^* \approx T_{sat}^2$.
Après simplification, on obtient :

$$\Delta T_{sat} = T_0 - T_{sat}(P_0) = \frac{2\sigma \bar{R} T_{sat}^2(P_0)}{h_{lv} R_{eq} P_0 M} \quad (A-13)$$

A-1-2-Énergie nécessaire à la formation d'un nucleus de vapeur

La formation de l'embryon de vapeur induit une variation de l'enthalpie libre (potentiel thermodynamique) ΔG telle que $\Delta G = G_{\text{final}} - G_{\text{initial}}$ où « G_{initial} » correspond à la valeur de l'enthalpie libre avant la formation du nucleus et « G_{final} » à la valeur de l'enthalpie libre lors de la formation du nucleus.

Avant la formation du nucleus, G_{initial} s'exprime par :

$$G_{\text{initial}} = m_{l-\text{initial}} (u_l + P_0 v_l - T_0 s_l) = m_{l-\text{initial}} g_l(T_0, P_0) \quad (A-14)$$

où « $m_{l-\text{initial}}$ » représente la masse de liquide avant la formation de l'embryon de vapeur, « u_l » l'énergie interne massique du liquide et « s_l » l'entropie massique du liquide.

Lors de la formation du nucleus, G_{final} s'exprime en fonction des potentiels thermodynamiques de la phase liquide, de la phase vapeur et de l'interface :
 $G_{\text{final}} = G_l + G_v + G_\sigma$

Pour la phase liquide :

$$G_l = m_{l-\text{final}} (u_l + P_0 v_l - T_0 s_l) = (m_{l-\text{initial}} - m_{v-\text{final}}) g_l(T_0, P_0) \quad (A-15)$$

Pour la phase vapeur :

$$G_v = m_{v-\text{final}} (u_v + P_0 v_v - T_0 s_v) = m_{v-\text{final}} (g_v(T_0, P_v) - (P_v - P_0) v_v) \quad (A-16)$$

Pour l'interface :

$$G_\sigma = 4\pi R^2 \sigma \quad (A-17)$$

Ainsi :

$$\Delta G = G_{\text{final}} - G_{\text{initial}} = m_{v-\text{final}} [g_v(T_0, P_v) - g_l(T_0, P_0) - (P_v - P_0) v_v] + 4\pi R^2 \sigma \quad (A-18)$$

En utilisant l'équation de Laplace-Young à l'équilibre (A-3), et en utilisant le fait que pour une substance pure, $\mu = g$, il vient l'expression suivante donnant l'énergie de formation d'un nucleus de taille critique :

$$\Delta G_{\text{eq}} = \frac{4}{3} \pi \sigma R_{\text{eq}}^2 \quad (A-19)$$

A-1-3-Stabilité d'un nucleus de vapeur

Maintenant, si nous appliquons au système précédent une légère variation de la pression, cela génère un déséquilibre purement mécanique au niveau du nucleus. En supposant que l'on

reste proche de l'équilibre et suffisamment éloigné du point critique (loi de Laplace-Young toujours valable, équation A-3), et en assimilant la vapeur à un gaz parfait, la variation du potentiel thermodynamique s'exprime sous la forme du développement limité suivant :

$$\Delta G = \frac{4\pi\sigma}{3} R_{eq}^2 - \frac{4\pi\sigma}{3} \left(\frac{P_0}{P_{v-eq}} + 2 \right) (R - R_{eq})^2 + \dots \quad (A-20)$$

Ainsi, pour ce système en équilibre instable, la condition de croissance spontanée des nucleus de vapeur est que leur rayon soit supérieur au rayon critique R_{eq} . Dans le cas où le rayon du nucleus est inférieur au rayon critique, il y aura implosion du nucleus de vapeur.

A-2-Nucléation hétérogène : Cas d'une paroi plane parfaitement lisse.

Le liquide est pur, donc le potentiel thermodynamique qui permettra de donner le sens d'évolution spontanée possible d'un système à partir d'un état donné est alors l'enthalpie libre G . La bulle de vapeur est à l'équilibre si $dG=0$.

Le liquide est maintenu à pression et température constantes. L'embryon de vapeur est supposé sphérique (effet des gradients de pression négligeables par rapports aux effets de tension superficielle). Il est caractérisé par son rayon R_{eq} , sa température $T_v = T_0$ et sa pression P . Soit θ l'angle entre l'interface liquide-vapeur et la paroi au niveau de la ligne triple, ligne où coexistent les trois phases solides, liquide et vapeur. L'embryon de vapeur est supposé être à l'équilibre avec la phase liquide.

Avant la formation du nucleus, $G_{initial}$ s'exprime en fonction des potentiels thermodynamiques du liquide G_l et de l'interface solide liquide $G_{\sigma(s-l)}$ par :

$$G_{initial} = G_l + G_{\sigma(s-l)} = m_{l-initial} g_l(T_0, P_0) + \sigma_{s-l} \Sigma_{(s-l)initial} \quad (A-21)$$

où « $m_{l-initial}$ » représente la masse de liquide avant la formation de l'embryon de vapeur, « $\Sigma_{(s-l)initial}$ » la surface de l'interface solide-liquide avant la formation du nucleus.

Lors de la formation du nucleus, G_{final} s'exprime en fonction des potentiels thermodynamiques de la phase liquide, de la phase vapeur et de l'interface : $G_{final} = G_l + G_v + G_\sigma$

Pour la phase liquide :

$$G_l = m_{l-final} (u_l + P_0 v_l - T_0 s_l) = (m_{l-initial} - m_{v-final}) g_l(T_0, P_0) \quad (A-22)$$

Pour la phase vapeur :

$$G_v = m_{v-final} (u_v + P_0 v_v - T_0 s_v) = m_{v-final} (g_v(T_0, P_v) u_v - (P_v - P_0) v_v) \quad (A-23)$$

Pour l'interface, l'équation doit prendre en compte la présence des trois interfaces solide-liquide (de surface $\Sigma_{(s-l)final}$), solide-vapeur (de surface $\Sigma_{(s-v)final}$) et liquide-vapeur (de surface $\Sigma_{(l-v)final}$) :

$$G_{\sigma} = \sigma_{l-v} \Sigma_{(l-v)final} + \sigma_{s-v} \Sigma_{(s-v)final} + \sigma_{s-l} \Sigma_{(s-l)final} \quad (A-24)$$

Ainsi :

$$\Delta G = m_{v-final} [g_v(T_0, P_v) - g_l(T_0, P_0) - (P_v - P_l)v_v] + \sigma_{l-v} \Sigma_{(l-v)final} + \sigma_{s-v} \Sigma_{(s-v)final} + \sigma_{s-l} (\Sigma_{(s-l)final} - \Sigma_{(s-l)initial}) \quad (A-25)$$

Pour un embryon de vapeur créé sur une paroi lisse, les effets des gradients de pression sont supposés être négligeables par rapport aux effets de la tension superficielle, et l'interface de l'embryon de vapeur est supposée être de forme sphérique (figure A-1). L'embryon de vapeur étant à l'équilibre avec la phase liquide, les températures des phases liquide et vapeur sont égales (équilibre thermique donné par l'équation (A-1)).

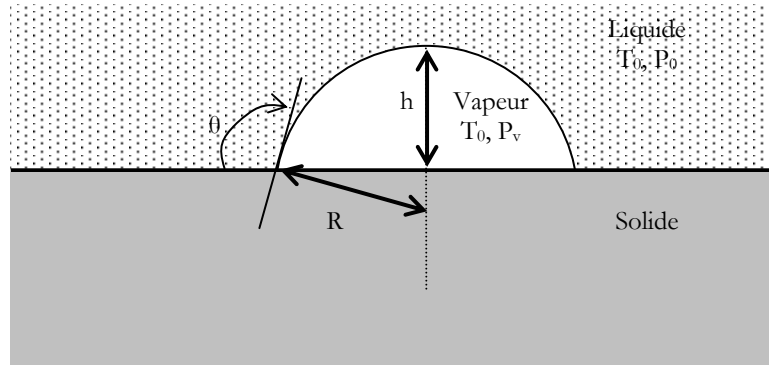


Figure A-1: embryon de vapeur formé sur une paroi lisse

Le volume de la calotte sphérique de vapeur est donné par:

$$V_v = \frac{\pi R^3}{3} (2 + 3 \cos \theta - \cos^3 \theta) \quad (A-26)$$

Avec h :

$$h = R(1 + \cos \theta) \quad (A-27)$$

La surface de l'interface liquide vapeur est l'aire de la calotte sphérique, et est donnée par : $\Sigma_{(l-v)final} = 2\pi R h$, ce qui donne, en remplaçant h par son expression (équation(A-27)) :

$$\Sigma_{(l-v)final} = 2\pi R^2 (1 + \cos \theta) \quad (A-28)$$

La surface de l'interface solide-vapeur est donnée par : $\Sigma_{(s-v)final} = \pi R \sin^2 \theta$ soit :

$$\Sigma_{(s-v)final} = \pi R^2 (1 - \cos^2 \theta) \quad (A-29)$$

En équilibrant les forces capillaires agissant sur la ligne de contact (figure A-2) et en projetant l'équilibre des forces sur le plan solide, on obtient :

$$\sigma_{s-v} - \sigma_{s-l} = \sigma_{l-v} \cos \theta \quad (A-30)$$

Comme par ailleurs on a la relation suivante entre les surfaces : $\Sigma_{(s-l)initial} = \Sigma_{(s-v)final} + \Sigma_{(s-l)final}$, :

$$\Delta G = m_{v-final} [g_v(T_0, P_v) - g_l(T_0, P_0) - (P_v - P_l)v_v] + \sigma_{l-v} (\Sigma_{(s-v)final} \cos \theta + \Sigma_{(l-v)final}). \quad (A-31)$$

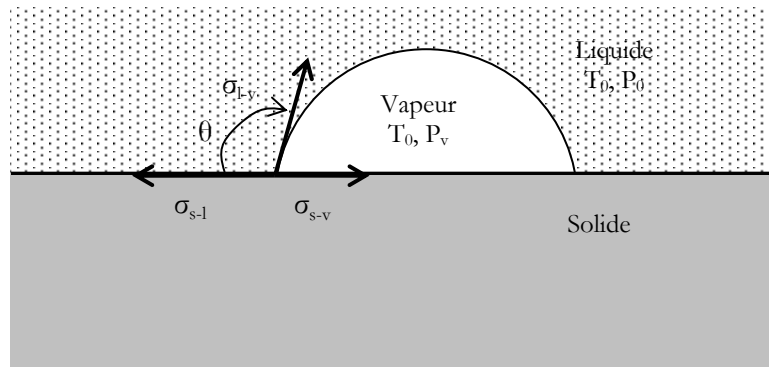


Figure A-2 : Equilibre des forces au niveau de la ligne de contact

En utilisant A-28 , A-29, l'équation de Laplace-Young à l'équilibre (A-3) et le fait que pour une substance pure, $\mu=g$, il vient l'expression suivante :

$$\Delta G = \frac{4\pi\sigma_{l-v}}{3} R_{eq}^2 f(\theta) \quad (A-32)$$

avec $f(\theta)$ un terme correctif [BANKOFF-1957] donné par :

$$f(\theta) = \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4} \cos \theta - \frac{1}{4} \cos^3 \theta \right) \quad (A-33)$$

et $0 \leq f(\theta) \leq 1$.

ANNEXE B : Stabilité des sites de nucléation

Les conditions d'existence puis de développement d'un embryon de vapeur sont liées à des paramètres tels que la géométrie de la cavité (angle et rayon d'ouverture) et les propriétés du liquide et du support de nucléation (angle de contact). Cette annexe présente en complément du chapitre I des conditions de stabilité des embryons de vapeur selon la géométrie du site de nucléation, pour des cavités « ouvertes » ou « fermées ».

B-I- Influence de l'angle d'ouverture et de l'angle de contact sur la courbure de l'interface de l'embryon de vapeur :

Au cours de la croissance du germe de vapeur, le rayon de courbure de l'interface va varier et cela de manière différente selon que la cavité considérée est « ouverte » ou « fermée » : ainsi, l'angle d'ouverture de la cavité et l'angle de contact (Cf. figure B-1) sont deux paramètres influant sur l'évolution du rayon de courbure de l'interface. Les tableaux ci-dessous présentent l'influence de l'angle d'ouverture et de l'angle de contact dans le cas de cavités coniques « ouvertes » et « fermées ».

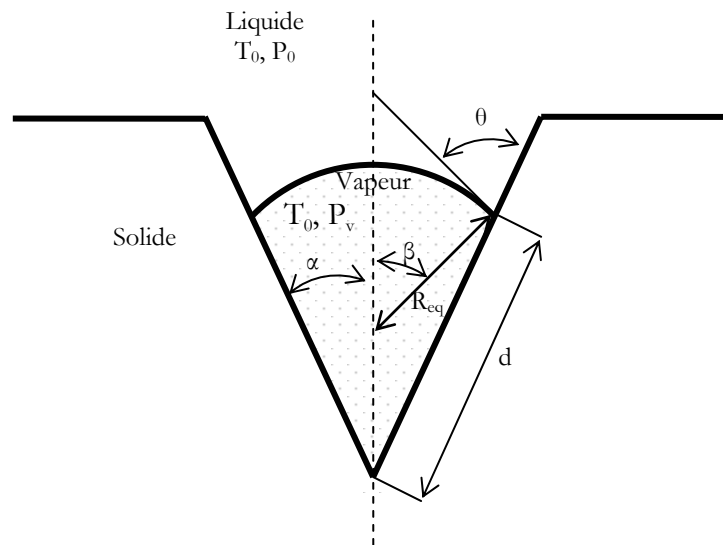


Figure B-1 : schémas d'une cavité et angles associés.

	<i>ligne triple à l'intérieur de la cavité</i>	<i>ligne triple à l'arrêt de la cavité</i>	<i>ligne triple en dehors de la cavité</i>
$\theta < \beta - 90$	Croissance régulière du rayon de courbure		
$\beta - 90 \leq \theta \leq \beta$	croissance du rayon de courbure.	diminution du rayon de courbure	croissance du rayon de courbure
$\theta > \beta$	interface liquide-vapeur concave	interface liquide-vapeur progressivement convexe	interface liquide-vapeur progressivement convexe

Tableau B-1 : évolution de l'interface lors de la croissance du germe de vapeur pour une cavité conique ouverte.

	<i>ligne triple à l'intérieur de la cavité</i>	<i>ligne triple à l'arrêt de la cavité</i>	<i>ligne triple en dehors de la cavité</i>
$\theta < \beta$	interface convexe, le rayon de courbure diminue lors de la croissance de l'embryon de vapeur	interface convexe, le rayon de courbure diminue lors de la croissance de l'embryon de vapeur	Le rayon de courbure croît lors de la croissance de l'embryon de vapeur
$\theta > \beta$	interface liquide-vapeur concave	interface liquide-vapeur progressivement convexe	interface liquide-vapeur progressivement convexe

Tableau B-2 : évolution de l'interface lors de la croissance du germe de vapeur pour une cavité conique fermée.

B-2- Conditions d'existence de l'embryon de vapeur pour des cavités ouvertes et fermées :

Comme cela a été présenté au chapitre I, la température du liquide influe sur l'existence et le développement des embryons de vapeur. Pour des cavités ouvertes, cette influence (liquide surchauffé ou sous-refroidi) a été présentée au chapitre I. Elle est donnée ici en figure B-2 pour des cavités fermées.

Ceci permet d'en conclure que le critère de stabilité de l'embryon de vapeur au sein de la cavité est donné par la variation du rayon de courbure par rapport au volume, et que cette variation doit être de même signe. Les conditions de stabilité sont données pour des cavités coniques ouvertes et fermées en figure B-3.

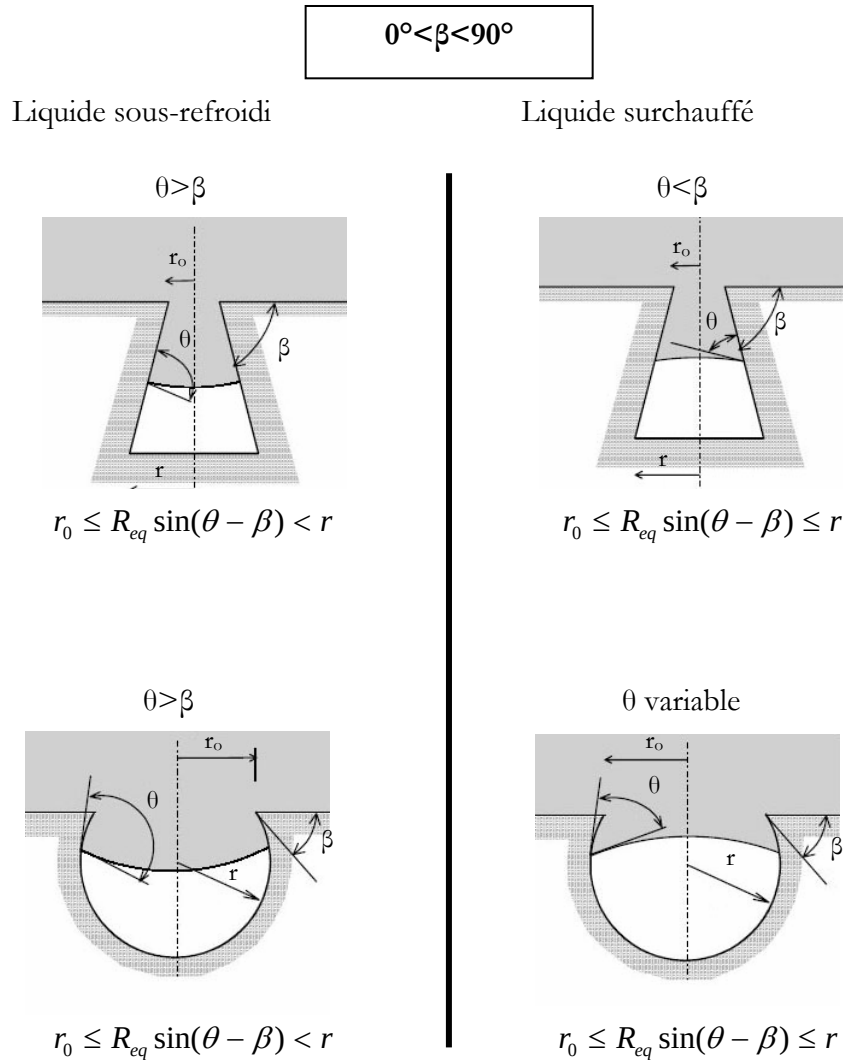


Figure B-2 : Conditions d'existence de l'embryon de vapeur à l'équilibre avec la phase liquide sous-refroidie et surchauffée- Cavités coniques et sphériques fermées. [STUTZ-2003]

On remarque ainsi une fois de plus l'importance de l'angle de contact sur la stabilité de l'embryon de vapeur :

☞ pour une cavité conique ouverte, si le fluide est mouillant, la cavité ne pourra pas garder l'embryon de vapeur (ce dernier étant localisé à l'intérieur de la cavité).

☞ pour une cavité conique fermée, si le fluide est mouillant, la cavité pourra garder l'embryon de vapeur (ce dernier étant localisé à l'intérieur de la cavité).

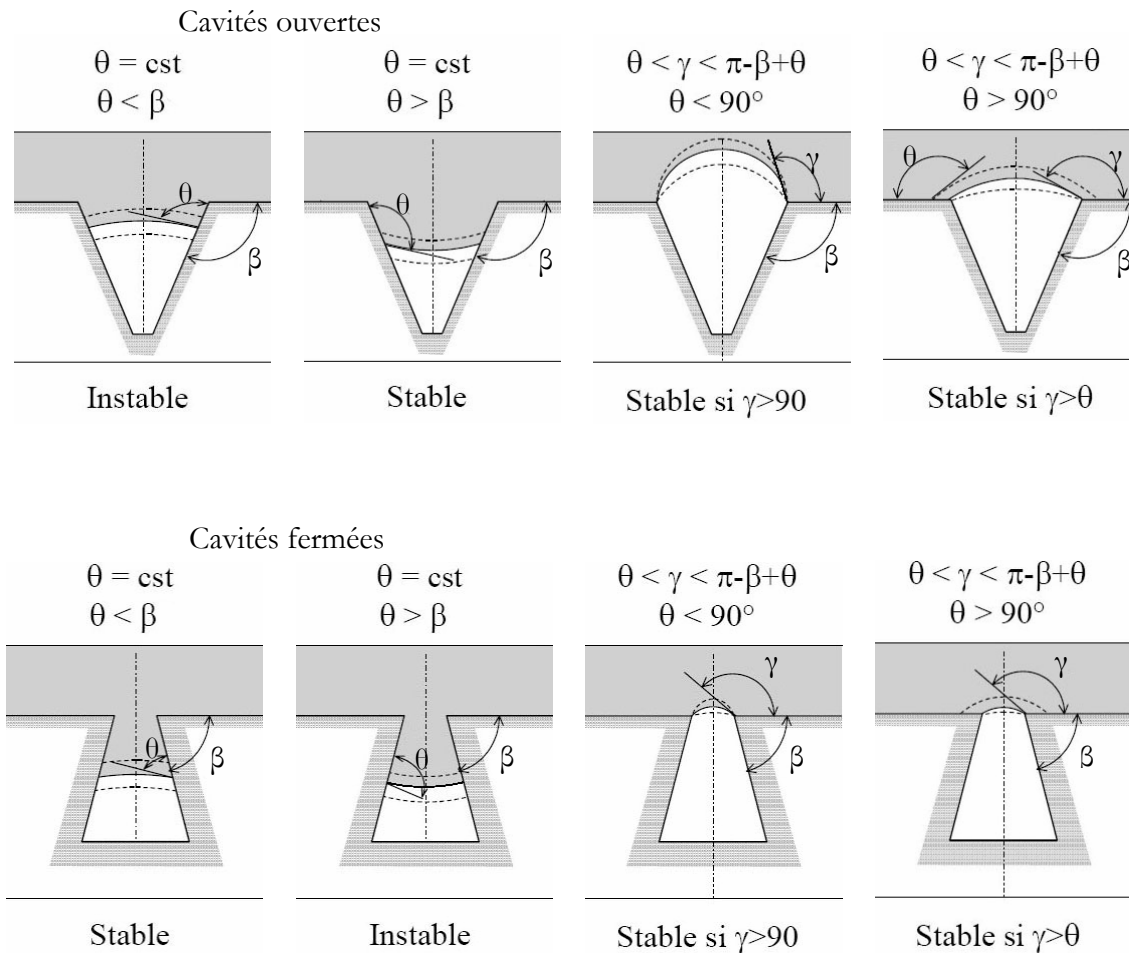


Figure B-3 : Germe de vapeur à l'équilibre avec la phase liquide : stabilité pour une cavité conique ouverte ou fermée. [STUTZ-2003]

De plus, pour une ligne de contact fixe, si l'angle de contact est compris entre l'angle de contact d'avancée du liquide sur la paroi θ_a et l'angle de contact de recul du fluide sur la paroi θ_r ,

des conditions supplémentaires de stabilité des embryons de vapeur au sein de la cavité conique ouverte peuvent être obtenues et sont données en figure B-4.

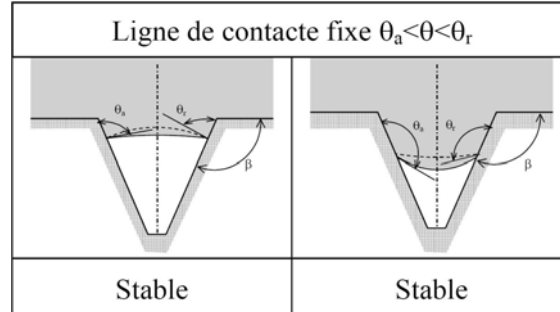


Figure B-4 germe de vapeur à l'équilibre avec la phase liquide : conditions supplémentaires de stabilité pour une cavité conique ouverte [STUTZ-2003].

Lorsque l'embryon de vapeur est dans un état stable (équilibre), il suffit que la surchauffe au niveau de l'embryon devienne suffisante pour qu'une petite perturbation du système (température ou pression) permette de faire croître l'embryon de vapeur. De même, si le sous-refroidissement du liquide au niveau de l'embryon est suffisant, ce dernier sera alors dans un état instable et une petite perturbation du système (température ou pression) le fera imploser.

☞ Nous avons déjà présenté au chapitre I le cas du liquide surchauffé légèrement et il a été établi que :

- si le liquide est mouillant, la surchauffe du fluide au voisinage de l'embryon est alors donnée par :

$$T_0 - T_{\text{sat}}(P_0) = \frac{2\sigma T_{\text{sat}}(P_0)}{h_{\text{lv}} \rho_g r_c} \quad (B-1)$$

si le liquide est non mouillant, la surchauffe de déclenchement de l'ébullition est donnée par :

$$T_0 - T_{\text{sat}}(P_0) = \frac{2\sigma T_{\text{sat}}(P_0)}{h_{\text{lv}} \rho_g \frac{r_c}{\sin(\pi - \theta)}} \quad (B-2)$$

☞ lorsque le liquide est légèrement sous-refroidi pour une cavité fermée :

- si le fluide est caractérisé par un angle de contact tel que $\theta < \pi/2 - \beta$, alors l'embryon atteint un tel état lorsque sa ligne triple est localisée au niveau de l'arête d'ouverture de la cavité, et que l'angle γ entre la paroi et l'interface liquide-vapeur devient supérieur à $\pi - \beta + \theta$. Le sous-refroidissement de désactivation de l'ébullition au niveau d'un site de rayon d'ouverture r_c est donnée par :

$$T_0 - T_{sat}(P_0) = \frac{2\sigma T_{sat}(P_0)}{h_b \rho_g \frac{r_c}{\sin(\pi - \beta + \theta)}} \quad (B-3)$$

- Si le fluide est caractérisé par un angle de contact tel que $\theta > \pi/2 - \beta$: l'embryon implose lorsque sa ligne triple est localisée au niveau de l'arête d'ouverture de la cavité et que l'angle γ entre la paroi et l'interface liquide-vapeur devient supérieur à 270° . Le diamètre d'instabilité de la bulle correspond alors au diamètre d'ouverture de la cavité. La surchauffe du fluide au voisinage de l'embryon est alors donné par :

$$T_0 - T_{sat}(P_0) = -\frac{2\sigma T_{sat}(P_0)}{h_b \rho_g r_c} \quad (B-4)$$

ANNEXE C : Croissance de bulles dans un liquide uniformément surchauffé

C-1-Pour un liquide au repos

« L'effondrement » d'une inclusion sphérique pour un fluide infini au repos incompressible et non visqueux a été donnée par Rayleigh [RAYLEIGH-1917] :

$$\dot{R}^2 = \frac{2P}{3\rho} \left(\frac{R_0^3}{R^3} - 1 \right) \quad (C-1)$$

Où « ρ » est la densité du fluide, « P » la pression à l'infini et « R_0 » la valeur initiale du rayon R .

Aux temps courts, l'évolution de la bulle est principalement contrôlée par le bilan de quantité de mouvement. Dans le cas où l'inclusion sphérique est une bulle de vapeur, la croissance de la bulle au sein d'un liquide infini à température uniforme et au repos est donnée par l'équation hydrodynamique suivante :

$$\dot{R}^2 = \frac{2(P_{l-\infty} - P_{l-i})}{3\rho_l} \left(\frac{R_0^3}{R^3} - 1 \right) \quad (C-2)$$

Cette équation est généralement présentée sous sa forme dérivée :

$$R \ddot{R} + \frac{3}{2} \left(\dot{R} \right)^2 = \frac{1}{\rho_l} (P_{l-i} - P_{l-\infty}) \quad (C-3)$$

Avec « $P_{l-\infty}$ » la pression du liquide à l'infini (loin de l'inclusion) et « P_{l-i} » la pression du liquide à l'interface.

Si les effets de variation de pression à l'interface sont pris en compte, $P_{l-i} = P_v(T) - \frac{2\sigma}{R}$ et l'équation (C-3) devient [PLESSET-1954] :

$$R \ddot{R} + \frac{3}{2} \left(\dot{R} \right)^2 = \frac{1}{\rho_l} \left(P_v - P_{l-\infty} - \frac{2\sigma}{R} \right) \quad (C-4)$$

Sous l'hypothèse que $R \gg m_m$, l'expression suivante de la dérivée temporelle du rayon est [PLESSET-1954] :

$$\dot{R}^2 \approx \frac{2}{3\rho_l} (P_v(T_0) - P_{l-\infty}) \quad (C-5)$$

$\dot{R}^2$ correspond à une constante. D'où, après intégration :

$$R(t) \approx \sqrt{\frac{2}{3\rho_l} (P_v - P_{l-\infty})} \cdot t \quad (C-6)$$

Si en plus, les effets visqueux sont pris en compte, une autre expression de l'équation (C-3) peut être obtenue ([SCRIVEN-1959], [LEE-1996]) en supposant que la bulle est sphérique, que la pression et la température sont uniformes dans la bulle, que la température le long de l'interface est la température de la phase vapeur et que le liquide est incompressible,

$$R \ddot{R} + \frac{3}{2} \left(\dot{R} \right)^2 = \frac{1}{\varepsilon \rho_l} \left(P_v - P_{l-\infty} - \frac{2\sigma}{R} - 4v_l \frac{\dot{R}}{R} \right) \quad (C-7)$$

avec $\varepsilon = 1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}$, dans de nombreux modèles $\rho_g \ll \rho_l$ et donc ε est pris égal à 1.

Aux temps longs, le modèle de Bosnjakovic cité par Zuber [ZUBER-1961] permet de traduire la croissance thermique. Il s'applique au cas d'une bulle isolée au sein d'un liquide uniformément surchauffé et permet de remonter à l'évolution temporelle du rayon de la bulle dans le cas où la bulle est supposée être à la température de saturation. Le problème peut être assimilé à un problème de conduction unidimensionnel (évaporation du liquide à l'interface maintenue par un transfert de chaleur du liquide surchauffé vers la bulle).

$$R(t) = 2Ja\sqrt{a_L t} \quad (C-8)$$

Avec « a_L » la diffusivité thermique et « Ja » le nombre de Jakob qui s'exprime par :

$$Ja = \frac{\rho_l c_l (T_{l-\infty} - T_{sat})}{\rho_v h_{lv}} \quad (C-9)$$

En combinant les effets hydrodynamiques et thermiques, d'autres modèles ont été établis pour des bulles à pression et température uniformes, supposées à l'équilibre thermodynamique.

Pour des nombres de Jakob élevés (hypothèse de couche limite thermique mince), Plesset et Zwick [PLESSET-1954] ont établi l'expression suivante de l'évolution temporelle du rayon de la bulle de vapeur, cette dernière étant supposée sphérique durant sa croissance :

$$R(t) = \sqrt{\frac{12}{\pi}} Ja \sqrt{a_L t} \quad (C-10)$$

Forster et Zuber [FORSTER-1954] ont quant à eux donné l'expression suivante :

$$R(t) = Ja \sqrt{\pi a_L t} \quad (C-11)$$

Une autre solution, valable quel que soit le nombre de Jakob, a été donnée par Scriven [SCRIVEN-1959] (équations C-12 et C-13). Il postule une loi de croissance de la forme $R(t) = C_6 \sqrt{t}$, où « C_6 » est une constante de croissance. Deux cas sont envisagés selon la valeur de la surchauffe (faible ou forte) et montrent que la croissance d'une bulle de vapeur suit une loi en $\sqrt{t}$:

Faibles surchauffes :

$$R(t) = \sqrt{\frac{2a_L \cdot Ja \cdot t}{1 + \frac{(C_l - C_v)(T_{l\infty} - T_{sat})}{h_{lv}}}} \quad (C-12)$$

Fortes surchauffes :

$$R(t) = 2\sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{Ja\sqrt{a_L t}}{1 + \frac{(C_l - C_v)(T_{\infty} - T_{\text{sat}})}{h_{lv}}} \quad (C-13)$$

La solutions analytique de Plesset et Zwick donnée par l'équation C-10) est bien retrouvée aux grands nombres de Jakob. Des études expérimentales ([DERGARABELIAN-1953], [FLORSCHUETZ-1965]) ont validé les solutions analytiques précédentes.

C-2-Pour un liquide en mouvement

Le cas d'un liquide en mouvement n'est pas présenté ici. Les lecteurs intéressés pourront se reporter à la synthèse bibliographique de la thèse de G. Duhar [DUHAR-2003] ou du cours de C. Colin [COLIN-2003]. L'influence de la vitesse du fluide environnant sur le phénomène d'ébullition a été étudiée de manière analytique par Ruckenstein et Davis [RUCKENSTEIN-1971]. Il a ainsi été montré que, à nombre de Jakob peu élevé, la présence d'un écoulement u , en général, tendance à accélérer la croissance de la bulle de vapeur. Des conclusions similaires ont été établies par Legendre *et al.* [LEGENDRE-1998-a], et Legendre et Magnaudet [LEGENDRE-1998-b] qui ont réalisé des simulations numériques pour différentes valeurs du nombre de Jakob et différents nombres de Reynolds.

ANNEXE D : Ombroscopie

D-1-Choix de la méthode

Un objet de phase (corps ne différant de ce qui l'entoure que par de faibles variations de l'indice de réfraction) peut être rendu visible grâce à des méthodes optiques. Lorsque l'onde lumineuse traverse un objet de phase, son temps de parcours est modifié. Lors de l'apparition d'instabilités convectives, les variations de température induisent des variations de l'indice de réfraction qui peuvent être transformées en variation d'intensité lumineuse (éclairage) selon deux méthodes différentes (ombroscopie et strioscopie, interférométrie) s'appuyant sur la déviation de la lumière ou le déphasage dû à la modification de la vitesse de propagation. La différence majeure entre ces méthodes est la sensibilité. Par ailleurs, même si la strioscopie et l'ombroscopie sont moins sensibles que l'interférométrie, il est cependant possible de remonter à certaines informations : par la strioscopie, Klinge et Riethmuller [KLINGE-2002] ont réalisé des visualisations qualitatives des gradients de densité, mais aussi des mesures quantitatives de concentration locale dans un champ de gradient de densité bidimensionnel.

Par ailleurs, Nogueira et. al. [NOGUEIRA-2002] ont caractérisé l'écoulement autour d'une bulle de Taylor isolée montant dans un tube et ont déterminé l'interface air liquide en combinant la PIV à l'ombroscopie. Cette technique expérimentale est ainsi utilisée pour caractériser la forme et l'écoulement autour d'une bulle de Taylor isolée qui monte dans un tube vertical rempli d'un liquide immobile en utilisant une caméra CCD unique.

De par sa faible sensibilité l'ombroscopie ne permet d'observer que des phénomènes intenses, c'est-à-dire des variations d'indices à la fois importantes et raides, il s'agit d'une méthode beaucoup plus globale. Par contre la puissance de l'interférométrie par rapport aux autres méthodes optiques provient de l'information quantitative qu'elle peut délivrer sur la répartition des indices de l'objet étudié alors que dans le cas de l'ombroscopie il n'est pas possible de la déterminer. L'interférométrie est en effet une méthode très sensible qui consiste à faire interférer deux ondes issues d'une même onde incidente, donc de même amplitude et de même longueur d'onde. L'une des deux ondes traverse la cellule et renferme ainsi la trace des variations d'indice. L'autre ne traverse pas la cellule pour ne pas être perturbée, et sert ainsi de référence pour mesurer les chemins optiques dans l'objet. Les franges d'interférence qui apparaissent constituent des lieux de points où la différence de trajet optique entre les deux ondes est constante et entre deux franges voisines la différence de chemin est égale à la longueur d'onde de l'onde incidente. Le dépouillement des interférogrammes peut conduire aux indices et donc au champ de température. Dans tous les cas, ces méthodes optiques délivrent une information bidimensionnelle sur un écoulement tridimensionnel (intégration des variations d'indice sur le trajet de la lumière d'éclairage). Cependant, lorsque le phénomène à observer est axisymétrique, il est possible de remonter aux isothermes par des méthodes de calcul.

L'ombroscopie a été retenue pour notre étude car cette méthode est bien plus facile à mettre en œuvre, d'autre part, les phénomènes observés ne sont pas nécessairement axisymétriques donc la strioscopie perdait son avantage dans ce cas-là. L'ombroscopie, utilisée ici uniquement de manière qualitative, nous permet donc de « rendre visible » un objet transparent dit « objet de phase » qui ne diffère de ce qui l'entoure que par de faibles variations de l'indice de réfraction. Le temps de parcours des ondes qui le traverse étant modifié. Le principe de l'ombroscopie est présenté dans la section suivante.

D-2- Principe de l'ombroscopie

L'ombroscopie est une méthode optique permettant de visualiser les variations spatiales de l'indice optique comme traceur de la dépendance spatiale du champ de température [MERZKIRCH-1987]. Par exemple, un indice optique périodique dans la cellule conduit à une déviation périodique d'un faisceau de lumière initialement parallèle. Comme cela a été évoqué précédemment, il est possible, sous certaines conditions, de relier l'intensité du signal ombroscopique aux perturbations de température : par exemple, dans le cas de la convection de Rayleigh-Bénard, la relation quantitative entre le champ de température et l'intensité recueillie sur l'écran a été exprimée par Croquette [CROQUETTE-1986] et Pocheau [POCHEAU-1987].

L'ombroscopie consiste à éclairer un objet transparent qui possède des variations d'indice et à les observer sur un écran placé dans l'ombre de cet objet : des variations d'éclairement sont alors visibles sur l'écran. En effet, les gradients latéraux d'indice déforment l'onde sortant de l'objet. Lorsque la courbure de l'onde est dirigée vers la source, les rayons lumineux divergent, et interceptent alors une surface plus grande sur l'écran que sur l'objet (figure D-1). Cet étalement entraîne une diminution de l'éclairement. A contrario, si la courbure de l'onde est dirigée vers l'écran les rayons « convergent » en une zone qui apparaîtra comme plus claire à l'écran. Par défaut de mise au point, les variations d'éclairement peuvent être observées. En effet, en réalisant un défaut de mise au point, le plan d'observation est décalé par rapport au plan correspondant à la bonne mise au point.

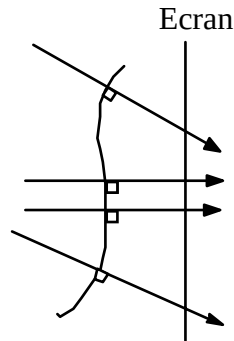


Figure D-1 : Déformation d'une surface d'onde par des gradients d'indice.

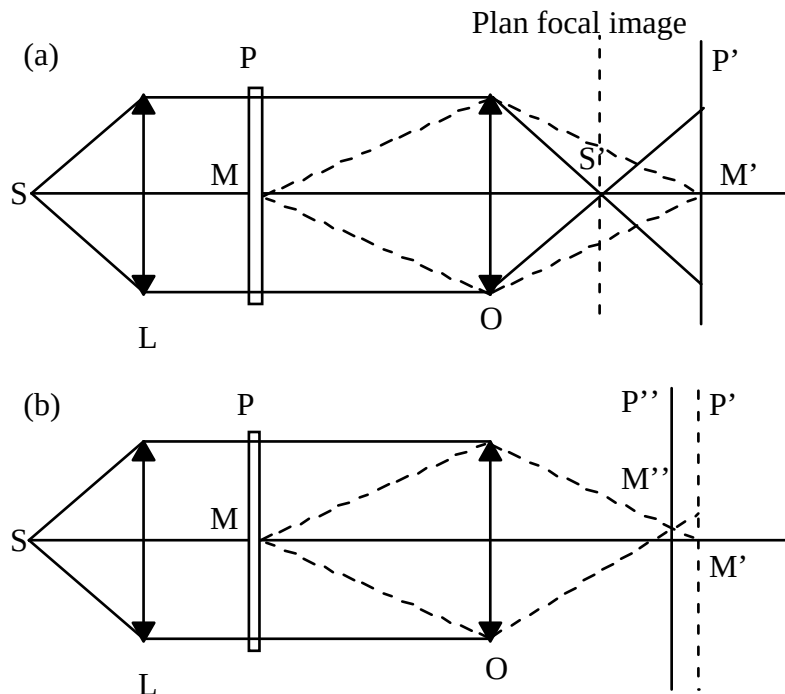


Figure D-2 : Principe de la méthode de défaut de mise au point : (a) mise au point réalisée et (b) défaut de mise au point.

Le principe de la méthode de défaut de mise au point est schématisé en figure D-2. Soit M l'objet de phase placé dans le plan P . Lorsque la mise au point est faite dans le plan P' , l'objet de phase est invisible. L'image M' de l'objet de phase M dans le plan P' correspond à l'intersection des rayons diffractés par M et ayant parcouru des chemins optiques égaux. Par conséquent pour faire apparaître l'objet de phase, il suffit de jouer sur la position de l'écran. En effet dans les autres plans, les rayons diffractés par M se rencontrant en M'' ont parcouru des chemins optiques différents. Ainsi pour certaines positions du plan P'' , leur interférence peut produire une intensité différente de celle des points voisins et donc rendre visible en M'' l'objet de phase M . Dans notre cas, l'écran et la lentille O correspondent respectivement au capteur CCD de la caméra et au zoom macro. Le défaut de mise au point est obtenu en jouant sur le

zoom (c'est-à-dire en déplaçant la lentille) et non pas en déplaçant l'écran. De plus la différence d'intensité des objets de phase étant faible, en jouant sur l'ouverture du diaphragme du zoom, la lumière parasite est réduite et le contraste augmenté.

ANNEXE E : Mirage.

Le problème d'effet mirage est récurrent à l'ébullition (et à tout système où il existe un gradient de température). En effet, pour les observations de côté de la bulle de vapeur, la détermination exacte de ce qui se passe au niveau de la ligne de contact est très difficile optiquement. La présence d'un gradient de température entre le liquide et la paroi implique la présence d'un gradient d'indice : les rayons lumineux sont donc fortement déviés au voisinage de la paroi. Il est ainsi très difficile, voire impossible selon les cas, d'observer les angles de contact.

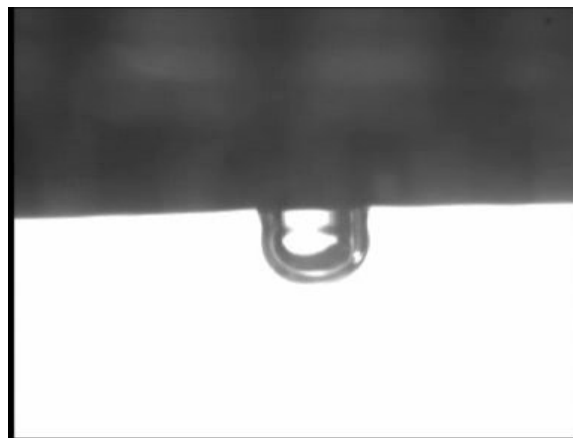


Figure E-1 : Exemple de mirage observé.

Cette Annexe présente une étude qualitative que nous avons menée sur l'effet mirage. Dans notre configuration, la bulle étant créée sous la surface de nucléation, le gradient thermique est localisé au proche voisinage de la paroi. Les déformations optiques sont donc importantes à ce niveau (Cf. figure E-1). Nous avons mené une série d'expériences en utilisant une bille métallique calibrée de 3,2 mm de diamètre. Cette dernière est amenée au contact de la paroi. Des images sont alors prises pour différentes conditions de température de liquide et de puissance de chauffe (Cf. figure E-2).

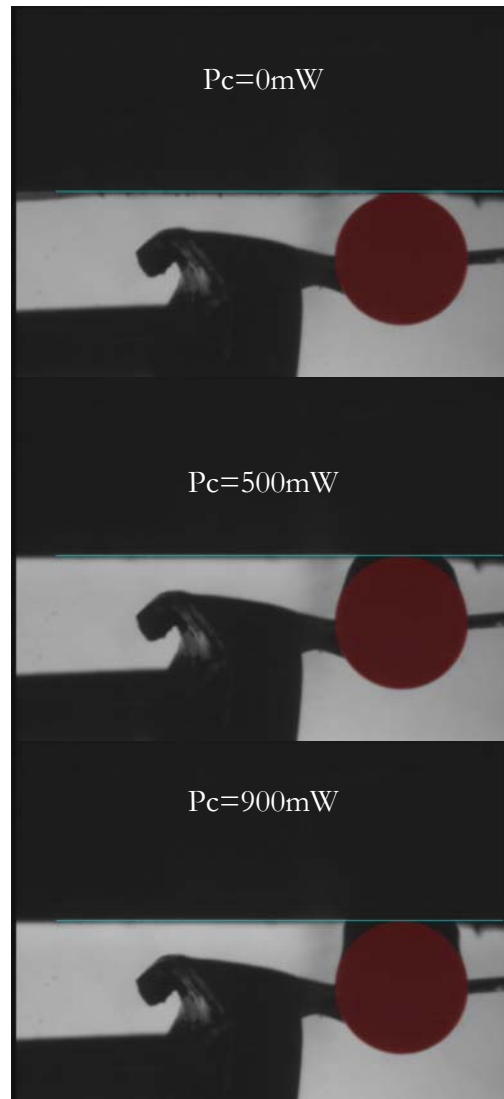


Figure E-2 : Mise en évidence de l'effet mirage pour différentes puissances de chauffe, pour une bille métallique calibrée de $3,2 \pm 0,05$ mm de diamètre. $T_l = 23,0 \pm 0,3^\circ\text{C}$

En plaçant sur chacune des images une ligne correspondant exactement à la ligne de base sans chauffage, il est alors possible de mesurer, pour différentes conditions thermiques, la hauteur de « déformation ». Un exemple du traitement d'images réalisé est donné en figure E-3, pour différentes températures de paroi.

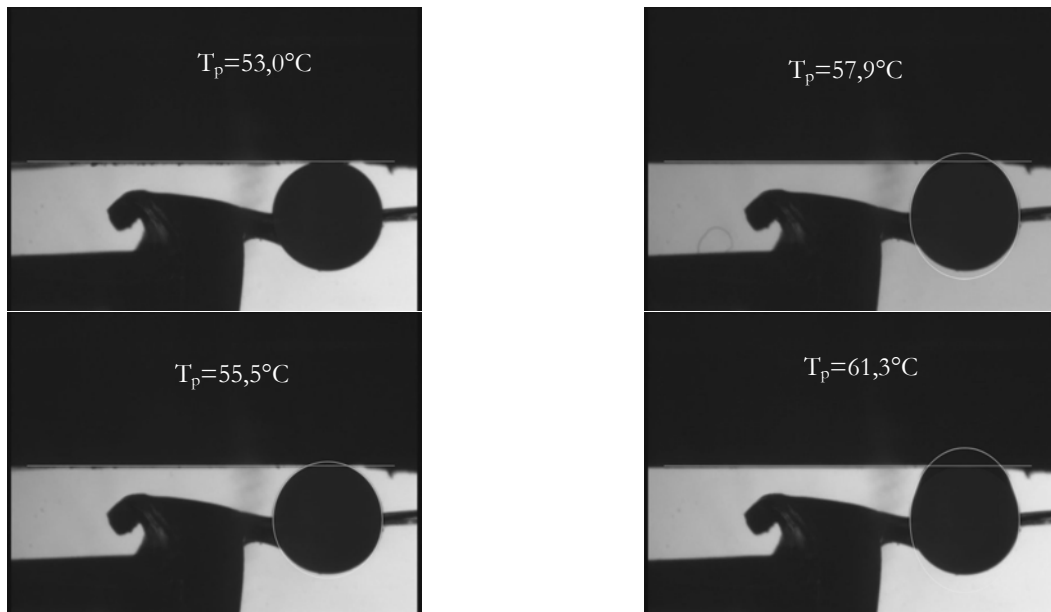


Figure E-3 : Mise en évidence de l'effet de mirage par un traitement d'images réalisé (ellipse) pour différentes températures de paroi, $\Delta T_{\text{sub}} = 3,8 \pm 0,2^\circ\text{C}$

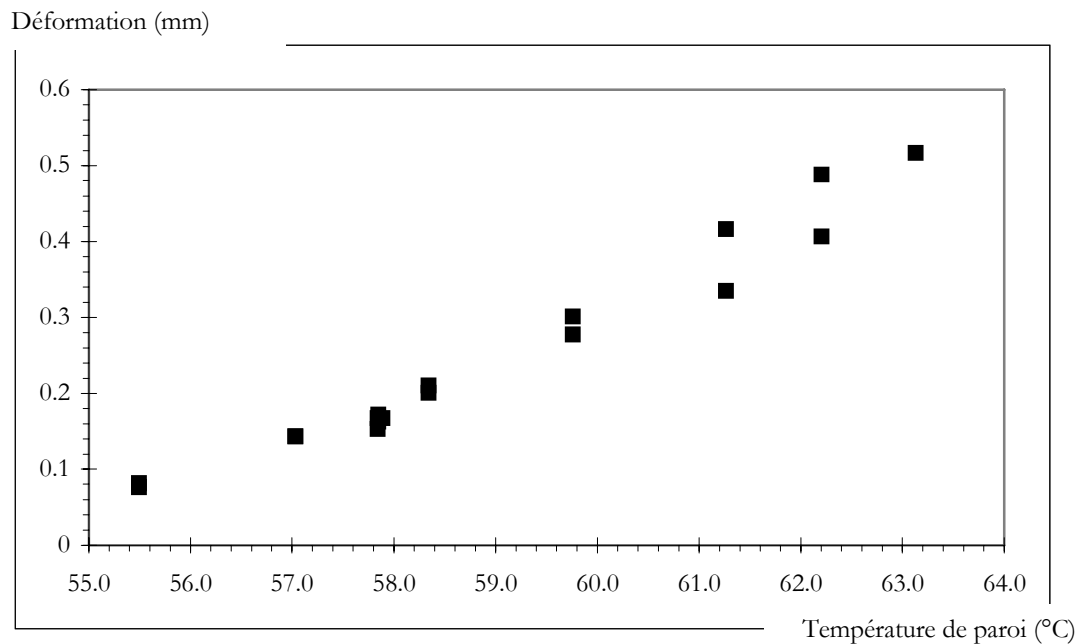


Figure E-4 : Erreur sur la hauteur en fonction de la température de paroi, $\Delta T_{\text{sub}} = 3,8 \pm 0,2^\circ\text{C}$.

Pour un sous-refroidissement donné, la hauteur de déformation est donnée en fonction de la température de paroi en figure E-4. Pour nos conditions opératoires étudiées au cours de cette thèse, les températures de paroi maximales sont inférieures à 59°C environ (résultats présentés dans le chapitre IV). Ceci correspond donc (Cf. figure E-4) à une hauteur d'erreur maximale de l'ordre de 200 microns. La hauteur d'erreur correspondant aux conditions thermiques les plus fréquemment étudiées ici est plutôt de l'ordre de 150 microns.

RÉFÉRENCES

- [ABE-1999] Y. Abe, A. Iwasaki, « *Single and dual vapor bubble experiments in microgravity* », Proc. of the Microgravity Fluid Physics and Heat Transfer Conference, Kahuku, Hawaii, 1999.
- [AKIYAMA-1969] M. Akiyama, F. Tachibana, N. Ogawa, « *Effect of pressure on bubble growth in pool boiling* », Bull. JSME, Vol. 12, N°53, pp. 1121-1128, 1969.
- [ARLABOSSE-1997] P. Arlabosse, « *Etude des transferts de chaleur et de masse par effet Marangoni : application à la compréhension du mécanisme de l'ébullition en apesanteur* », Thèse, IUSTI Université de Provence, 1997.
- [AURACHER-2002] H. Auracher and W. Marquardt, « *Experimental studies of boiling mechanisms in all boiling regimes under steady-state and transient conditions* », International Journal of Thermal Sciences, Vol. 41, pp. 586-598, 2002.
- [AURACHER-2004] H. Auracher, W. Marquardt, « *Heat transfer characteristics and mechanisms along entire boiling curves under steady-state and transient conditions* », International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 25, pp. 223-242, 2004.
- [AUSSILLOUS-2002] P. Aussillous, « *Les gouttes enrobées* », Thèse, Université Paris VI, 2002.

- [BABOI-1961] N. F. Baboi, M. K. Bologa, A. A. Klyukanov, « *Some features of ebullition in an electric field* », Appl. Electr. Phenom. (URSS), Vol. 20, N°2, pp. 57–70, 1968.
- [BAE-1999] S. W. Bae, J. Kim, M. H. Kim, « *Improved technique to measure time- and space-resolved heat transfer under single bubbles during saturated pool boiling of FC-72* », Exp. Heat Transfer, Vol. 12, pp. 265–279, 1999.
- [BAKHURU-1972] N. Bakhru, J. H. Lienhard, « *Boiling from small cylinders* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 15, N° 11, pp. 2011–2025, 1972.
- [BANKOFF-1957] S.G. Bankoff, « *Ebullition from solid surfaces in the absence of a pre-existing gaseous phase* », Trans. Am. Soc. Mech. Engrs., Vol. 79, pp. 735–740, 1957.
- [BANKOFF-1958] S.G. Bankoff, « *Entrapment of gas in the spreading of a liquid over a rough surface* », AIChE Journal, Vol. 4, N°1, pp. 24–26, 1958.
- [BARTHES-2004-a] M. Barthès, C. Reynard, R. Santini, L. Tadrist, « *Experimental Study of Heat Transfer Induced by a Single Vapor Bubble Growth. Influence of Liquid Subcooling* », Proceedings of STAIF 2004 (Space Technology and Applications International Forum), édité par M.S. El-Genk, Albuquerque, USA, 8-12 février 2004
- [BARTHES-2004-b] M. Barthès, C. Reynard, R. Santini, L. Tadrist, « *Ebullition Sur un Site Unique: Mesures Thermiques et Optiques sur une Bulle de Vapeur* », Congrès Français de Thermique, SFT 2004, Presqu'île de Giens, 25-28 mai 2004.
- [BARTHES-2005-a] M. Barthès, C. Reynard, R. Santini, L. Tadrist, « *Détermination des caractéristiques géométriques de la croissance d'une bulle de vapeur et des transferts de chaleur associés : influence des incondensables sur le déclenchement d'instabilités convectives* », Mécanique & Industries, Vol. 6, pp. 257–262, 2005.
- [BARTHES-2005-b] M. Barthès, C. Reynard, R. Santini, L. Tadrist, « *Analyse des transferts de chaleur lors de la croissance d'une bulle de vapeur* », Congrès Français de Thermique, SFT 2005, Reims, 30 mai - 2 juin 2005.
- [BODE-1999] A. Bode, K. Kling, J.J. Schröder, M. Viertmann, « *Natural alternations in subcooled pool boiling heat transfer* », Proc. of Convective and Pool Boiling, 1999.
- [BUFFONE-2003] C. Buffone, K. Sefiane, M. Barthès, « *Thermocapillary convection of volatile liquids in small capillary tubes* », Microscale Heat Transfer 2, Eurotherm Seminar n°75, Reims, France, 8-10 juillet 2003.
- [BUYEVICH-1996] Y. A. Buyevich, B. W. Webbon, « *Dynamics of vapour bubbles in nucleate boiling* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 39, N°12, pp. 2409–2426, 1996.

- [CAREY-1992] V. P. Carey, « *Liquid–vapor Phase Change Phenomena—An Introduction to the Thermodynamics of Vaporization and Condensation Processes in Heat Transfer Equipment* », Taylor and Francis, Bristol, PA, 1992.
- [CHEN-2004] T. Chen, J. F. Klausner, J. N. Chung, « *Subcooled boiling heat transfer and dryout on a constant temperature microheater* », International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 25, pp. 274-287, 2004.
- [CHUN-1986] Ch-H. Chun, « *Thermocapillary flow in surroundings of a bubble under a heated wall* », Proc. of 15th Symposium on Space Technology and Science, Tokyo, pp. 2127-2136, 1986.
- [CHUN-1991] Ch-H. Chun, D. Raake, G. Hansmann, « *Oscillating convection modes in the surroundings of an air bubble under a horizontal heated wall* », Experiments in fluids, Vol. 11, pp. 359-367, 1991.
- [CLARK-1959] H.B. Clark, P.S. Streng, J.W. Westwater, « *Active sites for nucleate boiling* », Chem. Eng. Progress Symp. Series, Vol. 55, N°29, pp.103-110, 1959.
- [COLE-1966] R. Cole, H.L. Shulman, « *Bubble growth rates at high Jakob numbers* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 9, pp. 1377–1390, 1966.
- [COLE-1974] R. Cole, « *Boiling nucleation* », Advance Heat Transfer, Vol.10, pp. 85-163, 1974.
- [COLIN-2003] C. Colin, D. Legendre, « *Dynamique de bulles* », école thématique « Le changement de phase liquide-vapeur et ses applications », Cargèse, France, 26-31 Octobre 2003.
- [COOPER-1966] M. G. Cooper, A. J. P Lloyd, « *Transient local heat flux in nucleate boiling* », Proc. of 3rd International Heat Transfer Conference, Chicago, Etats Unis, 1966.
- [COOPER-1969-a] M. G. Cooper, A. J. P Lloyd, « *The microlayer in nucleate boiling* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 12, pp. 895-913, 1969.
- [COOPER-1969-b] M. G. Cooper, « *The microlayer and bubble growth in nucleate pool boiling* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 12, pp. 915-933, 1969.
- [COOPER-1970] M. G. Cooper, R. M. Vijuk, « *Bubble growth in nucleate pool boiling* », Proc. of 4th International Heat and Mass Transfer Conference, Vol. 5, Paris-Versailles, France, 1970.

- [COOPER-1973] M. G. Cooper, J. M. D. Merry, « *A general expression for the rate of evaporation of a layer of liquid on a solid body* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 16, N° 9, pp. 1811-1815, 1973.
- [COOPER-1978] M.G, Cooper, A.M Judd, R.A Pike., « *shape and departure of single bubbles growing at a wall* », Proc. of 6th International Heat Transfer Conference, Vol.1, pp. 115-120, 1978.
- [CROQUETTE-1986] V. Croquette, « *Etude des structures convectives de Rayleigh-Bénard en géométrie étendue* », Thèse d'Etat, Université Paris 6, 1986.
- [DE GENNES-2002] P.G De Gennes, F. Brochard-Wyart, D. Quéré, « *Gouttes, bulles, perles et ondes* », Collection échelles, édition Belin, 2002.
- [DEMIRAY-2002] F. Demiray, J. Kim, « *Heat transfer from a single nucleation site during saturated pool boiling of FC-72 using an array of 100 micron heaters* », Proc. Of AIAA/ASME Thermophysics and Heat Transfer Conference, St. Louise, MO, 2002.
- [DERGARABEDIAN-1953] P. Dergarabedian, « *The rate of growth of vapor bubbles in superheated water* », ASME J. Appl. Mech., Vol. 20, pp. 537-545, 1953.
- [DHIR-1991] V. K. Dhir, « *Nucleate and transition boiling heat transfer under pool and external flow conditions* », Proc. of 9th International Heat Transfer Conference, Jérusalem, Israël, pp. 129-153, 1990.
- [DHIR-1998] V. K. Dhir, « *Boiling heat transfer* », Annu. Rev. Fluid. Mech., Vol. 30, pp.365-401, 1998.
- [DI MARCO-1999] P. Di Marco, W. Grassi, « *About the scaling of critical heat flux with gravity acceleration in pool boiling* », Proc. Of the XVII UIT National Heat Transfer Conference, Vol. 1, pp. 139-150, Ferrara, Italie, 1999.
- [DI MARCO-2001] P. Di Marco, W. Grassi, F. Trentavizi, « *Pool Film Boiling experiments on a wire in low gravity: preliminary results* », Proc. of the Microgravity Transport Processes in Fluids, Thermal, Biological and Material Sciences II Banff, Alberta, Canada, 2001.
- [DI MARCO-2002] P. Di Marco, W. Grassi, « *Motivation and results of a long-term research on Pool Boiling Heat Transfer in low Gravity* », International Journal of Thermal Science, Vol. 41, N° 7, pp. 567-585, 2002.
- [DUHAR-2003] G. Duhar, « *Croissance et détachement de bulles en paroi d'un écoulement cisaillé : étude expérimentale de l'injection et de l'ébullition nucléée* », Thèse, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2003.

- [FLORSCHUETZ-1965] L. W. Florschuetz, B. T. Chao, « *On the mechanics of vapor bubble collapse* », Journal of Heat Transfer, Trans. ASME, Vol. 87, pp. 209-220, 1965
- [FORSTER-1954] H.K. Forster, N. Zuber, « *Growth of a vapor bubble in a superheated liquid* », J. Applied Physics, Vol. 25, N°4 , pp. 474–478, 1954.
- [FORSTER-1959] H. K. Forster, R. Greif, « *Heat Transfer to a Boiling Liquid-Mechanism and Correlations* », Journal of Heat Transfer, Vol. 81, pp. 43-54 ,1959.
- [FOWKES-1963] F.M. Fowkes, « *Additivity of intermolecular forces at interfaces* », J. Phys. Chem., Vol. 66, pp. 2538- 2541, 1963.
- [FYODOROV-1989] M. V. Fyodorov, V. V. Klimenko, « *Vapor bubble growth in boiling under quasi-stationary heat transfer conditions in a heating wall* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 32, N° 2, pp. 227-242, 1989.
- [GENSKE-2002] P. Genske, K. Stephan, « *Numerical Simulation of Heat Transfer during Growth of Vapor Bubbles in Nucleate Boiling* », Proc. of 12th International Heat Transfer Conference, Grenoble, France, Vol. 3, 2002.
- [GINET-1999] N. Ginet, « *Analyse des mécanismes contrôlant la croissance et l'ascension d'une bulle isolée en ébullition nucléée* », thèse, INSA Cethyl Lyon, 1999.
- [GUNTHER-1964] F. C. Gunther, F. Kreith, « *Photographic Study of Bubble Formation in Heat Transfer to Subcooled Water* », Prog. Rept. 4-120, Jet Propulsion Lab., California Institute of Technology Pasadena, CA, 1956.
- [GUO-1994] Z. Guo, M. S. El-Genk, « *Liquid microlayer evaporation during nucleate boiling on the surface of a flat composite wall* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 37, N° 11, pp. 1641-1655, 1994.
- [HAN-1965-a] C.H. Han, P. Griffith, « *The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling—Part I Bubble initiation, growth and departure* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 8, pp. 887–904, 1965.
- [HAN-1965-b] C. Y. Han, P. Griffith, « *The Mechanism of Heat Transfer in Nucleate Pool Boiling - Part II* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 8, pp. 905-913, 1965.
- [HARAMURA-1983] Y. Haramura, Y. Katto, « *A new hydrodynamic model of the critical heat flux, applicable widely to both pool and forced convective boiling on submerged bodies in saturated liquids* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 26, pp. 389-399, 1983.

- [HENRY-2004-a] C. D. Henry, J. Kim, « *A Study of the effects of heater size, subcooling, and gravity level on pool boiling heat transfer* », International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 25, pp. 262-273, 2004.
- [HENRY-2004-b] C. D. Henry, J. Kim, B. Chamberlain, « *Heater size and heater aspect ratio effects on subcooled pool boiling heat transfer in low-g* », Proc. 3rd International Symposium on Two-Phase Flow Modelling and Experimentation, Pise, Italie, 2004.
- [HIJIKATA-1997] K. Hijikata, N. Yamamoto, S. Takagi, « *Boiling heat transfer from a micro heater* », Proc. of Microelectromechanical Systems MEMs, ASME 1997, DSC-vol 62/HTD-vol 354, pp135-142, Dallas, Etats-Unis, 1997.
- [HOHL-1997] R. Hohl, H. Auracher, J. Blum, and W. Marquardt, « *Identification of Liquid-Vapor Fluctuations Between Nucleate and Film Boiling in Natural Convection* », Proc. of the 1997 Engineering Foundation Conference on Convective Flow and Pool Boiling, Irsee, Allemagne, 1997.
- [HOHL-2001] R. Hohl, J. Blum, M. Buchholz, T. Lüttich, H. Auracher, W. Marquardt, « *Model-based experimental analysis of pool boiling heat transfer with controlled wall temperature transients* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 44, N° 12, pp 2225-2238, 2001.
- [HOSPETI-1965] N. B. Hospeti, R. B. Mesler, « *Deposits formed beneath bubbles during nucleate boiling of radioactive calcium sulfate solution* », Trans. Am. Inst. Chem. Engrs., Vol. 11, pp. 663, 1965.
- [HOSPETI-1969] N. B. Hospeti, R. B. Mesler, « *Vaporization at the base of bubbles of different shape during nucleate boiling of water* », Trans. Am. Inst. Chem. Engrs., Vol. 15, N° 2, pp. 214-219, 1969.
- [HSU-1961] S. T. Hsu, F. W. Schmidt, « *Measured variations in local surface temperature in pool boiling of water* », trans. Am. Soc. Mech. Engrs., Vol. 83, pp. 254- , 1961.
- [HSU-1962] Y. Y. Hsu, « *On the size range of active nucleation cavities on a heating surface* », Journal of Heat Transfer, Vol. 84, pp. 207-216, 1962.
- [IBRAHIM-1985] E. A. Ibrahim and R. L. Judd, « *An experimental investigation of the effect of subcooling on bubble growth and waiting time in nucleate boiling* », Journal of Heat Transfer, Vol. 107, pp. 168-174, 1985.
- [JARVIS-1975] T. J. Jarvis, M. D. Donohue and J. L. Katz, « *Bubble nucleation mechanism of liquid droplets* », J. Colloid Interface Sci., Vol. 50, pp. 359- 368, 1975.

- [JAWUREK-1969] H. H. Jawurek, « *Simultaneous determination of microlayer geometry and bubble growth in nucleate boiling* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 12, pp. 843-848, 1969.
- [JUDD-1999] R. L. Judd, « *The role of bubble waiting time in steady nucleate boiling* », Journal of Heat Transfer, Vol. 121, pp. 852-855, 1999.
- [KATTO-1966] Y. Katto, S. Yokoka, « *Experimental study of nucleate pool boiling in case of making interference plate approach to the heating surface* », Proc. of 3rd International Heat Transfer Conference, IHTC 1966, Chicago, USA, 1966.
- [KENNING-1992] D. B. R. Kenning, « *Wall Temperature Patterns in Nucleate Boiling* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 35, pp. 73-86, 1992.
- [KENNING-1997] D. B. R. KENNING, « *New developments in pool boiling* », Int J. refriger., Vol. 20, No. 8, pp. 534-544, 1997.
- [KESHOCK-1964] E. G. Keshock and R. Siegel, « *Focus acting on Bubble in Nucleate Boiling under Normal and Reduced Gravity Conditions* », NASA TN-D-2999, 1964.
- [KIM-1998] J. Kim, S.W. Bae, M.W. Whitten, J.D. Mullen, R.W. Quine and T.S. Kalkur, « *Boiling heat transfer measurements on highly conductive surfaces using microscale heater and temperature array* », Proc. of Fourth Microgravity Fluid Physics and Transport Phenomena Conference, Cleveland, Ohio, 12-14 Août 1998.
- [KIM-2000] J. Kim, F. Demiray, N. Yaddanapudi, « *Saturated Pool Boiling Mechanisms During Single Bubble Heat Transfer: Comparison at Two Wall Superheats* », Proc. of 2000 IMECE Conference, Orlando, FL, 2000.
- [KIM-2002-a] J. Kim, J.F. Benton, « *Highly subcooled pool boiling heat transfer at various gravity levels* », International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 23, pp. 497–508, 2002.
- [KIM-2002-b] J. Kim, J.F. Benton, D. Wisniewski, « *Pool boiling heat transfer on small heaters: effect of gravity and subcooling* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 45, pp. 3919–3932, 2002.
- [KIM-2003] J. Kim, C. D. Henry, « *Heater size and gravity effects on pool boiling heat transfer* », AIP Conference Proceedings, Vol. 654, N°1, pp. 132-141, 2003.
- [KLAUSNER-1993] J. F. Klausner, R. Mei, M. D. Bernhard, L. Z. Zeng, « *Vapor bubble detachment in forced convection boiling* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 36, pp. 651- 662, 1993.

- [KLINGE-2002] F. Klinge, M.L. Riethmuller, « *Mesures locales de concentration par la méthode de Strioscopie orientée vers l'arrière-plan ou BOS (Background Oriented Schlieren)* », Programme du 8e Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, LIMSI, ORSAY, France, 17-20 Sept 2002.
- [KOFFMAN-1983] L. D. Koffman, M. S. Plesset, « *Experimental observations of the microlayer in vapor bubble growth on a heated solid* », Journal of Heat Transfer, Vol. 105, pp. 625-632, 1983.
- [KUTATELADZE-1962] S. S. Kutateladze, « *Heat Transfer During Condensation and Boiling* », traduction d'une publication du State Scientific and Technical Publishers of Literature and Machinery, Moscow- Leningrad, as AEC-TR-3770, 1962.
- [KWAK-2002] H. Y. Kwak, « *Bubble nucleation: a microscopic phenomenon* », Proceedings of the 12th International Heat Transfer Conference, Grenoble, France, 2002.
- [LEE-1996] H. S. Lee, H. Merte Jr, « *Spherical vapor bubble growth in uniformly superheated liquids* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 39, N°12, pp. 2427-2447, 1996.
- [LEE-1997] H. S. Lee, H. Merte Jr., F. Chiaramonte, « *Pool Boiling Curve in Microgravity* », Journal of Thermophysics and Heat Transfer, Vol. 11, N°2, pp. 216-222, 1997.
- [LEE-1998] H. S. Lee, H. Merte Jr., F. Chiaramonte, « *Pool Boiling Phenomena in Microgravity* », Heat Transfer 1998, Proceedings of 11th International Heat Transfer Conference, Vol. 2, pp. 395-400, Kyongju, Corée, 1998.
- [LEE-1999] H.S. Lee and H. Merte, Jr., 1999, « *Pool Boiling Mechanisms in Microgravity* », presented at the UEF Conference of Microgravity Fluid Physics and Heat transfer, Oahu, Hawaii, September 19-24, 1999.
- [LEE-2003] H. C. Lee, B. D. Oh, S. W. Bae, M. H. Kim, « *Single bubble growth in saturated pool boiling on a constant wall temperature surface* », International Journal of Multiphase Flow, Vol. 29, pp. 1857-1874, 2003.
- [LEGENDRE-1998-a] D. Legendre, J. Boree, J. Magnaudet, « *Thermal and dynamic evolution of a spherical bubble moving steadily in a superheated or subcooled liquid* », Physics of Fluids, Vol. 10, N°6, pp. 1256-1272, 1998.
- [LEGENDRE-1998-b] D. Legendre, J. Magnaudet, « *The lift force on a spherical bubble in a viscous linear shear flow* », Journal of Fluid Mechanics, Vol. 368, pp. 81-126, 1998.
- [LEGROS-2000] J. C. Legros, P. Colinet, L. Joannes, P. Stephan, G. Bekaert, G. Lebon, P. Cerisier, A. Delil, M. Bestehorn, « *Convection and interfacial mass exchange*

(CIMEX) », The first International Symposium on Microgravity Research & Applications in Physical Science and biotechnology, Sorrento, ESA, 2000.

[LEVICH-1962] V. G. Levich, « *Physicochemical Hydrodynamic* », Edition Prentice Hall, Inc, Chapitre IV, 1962.

[MADEJSKI-1966] J. Madejski, « *Activation of nucleation cavities on a heating surface with temperature gradient in superheated liquid* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 9, N° 4, pp. 295-300, 1966.

[MANN-2000] M. Mann, K. Stephan, P. Stephan, « *Influence of heat conduction in the wall on nucleate boiling heat transfer* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 43, N°12, pp. 2193-2203, 2000.

[MARQUARDT-1990] W. Marquardt and H. Auracher, « *An observer-based solution of inverse heat conduction problems* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 33, N° 7, pp. 1545-1562, 1990.

[MATHIEU-2003] B. Mathieu, « *études physique expérimentales et numériques des mécanismes de base intervenant dans les écoulements diphasiques* », thèse, Polytech' Marseille, 2003.

[MEI-1995-a] R. Mei, W. Chen, J. F. Klausner, « *Vapor bubble growth in heterogeneous boiling—I. Formulation* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 38, N° 5, pp. 909-919, 1995.

[MEI-1995-b] R. Mei, W. Chen, J. F. Klausner, « *Vapor bubble growth in heterogeneous boiling—II. Growth rate and thermal fields* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 38, N° 5, pp. 921-934, 1995.

[MERTE-1998] H. Merte, H. S. Lee, R. B. Keller, « *Dryout and Rewetting in the Pool Boiling Experiment Flown on STS-72 (PBE-IIB) and STS-77 (PBE-IIA)* », NASA Report #E-11185, 1998.

[MERZKIRCH-1987] W. Merzkirch, « *Flow visualization* », second edition, Academic Press, ISBN 0-12-491351-2, 1987.

[MIKIC-1969-a] B. B. Mikic, W. M. Rohsenow, « *Bubble growth rates in non-uniform temperature field* », Prog. Heat Mass Transfer II, pp. 283–293, 1969.

[MIKIC-1969-b] B. B. Mikic, W. M. Rohsenow, « *A New Correlation of Pool-Boiling Data Including the Effect of Heating Surface Characteristics* », Journal of Heat Transfer, Vol. 91, pp. 245-250, 1969.

- [MIKIC-1970] B.B. Mikic, W.M. Rohsenow, P. Griffith, « *On bubble growth rates* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 13, pp. 657-666, 1970
- [MIYATAKE-1997] O. Miyatake, I. Tanaka, N. Lior, « *A simple universal equation for bubble growth in pure liquids and binary solutions with a nonvolatile solute* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 40, N° 7, pp. 1577-1584, 1997.
- [MOORE-1961] F. D. Moore, R. B. Mesler, « *The measurement of rapid surface temperature fluctuations during nucleate boiling of water* », A.I.Ch.E Journal, Vol. 7, N°4, pp. 620-624, 1961.
- [MYERS-2005] J. G. Myers, V. K. Yerramilli, S. W. Hussey, G. F. Yee, J. Kim, « *Time and space resolved wall temperature and heat flux measurements during nucleate boiling with constant heat flux boundary conditions* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 48, N° 12, pp. 2429-2442, 2005.
- [NOGUEIRA-2002] S.Nogueira, R.Sousa, J.B.L.M. Campos, A.M.F.R Pinto, M.L. Riethmuller, « *Mesures de PIV et d'Ombroscopie dans le liquide entourant une bulle de Taylor montant dans un tube vertical rempli de liquide Newtonien et non-Newtonien au repos* », Programme du 8e Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser, LIMSI, ORSAY, France, 17-20 sept 2002.
- [NUKIYAMA-1934] S. Nukiyama, « *Maximum and Minimum Values of Heat Q Transmitted from Metal to Boiling Water under Atmospheric Pressure* », J. Soc. Mech. Eng. Jpn., Vol. 37, pp. 367-374, 1934.
- [OKA-1995] T. Oka, Y. Abe, Y. H. Mori, A. Nagashima, « *Pool boiling of n-pentane, CFC-113 and water under reduced gravity: parabolic flight experiments with a transparent heater* », J. Heat Transfer, Trans. ASME, Vol. 117, pp. 408-417, 1995.
- [PADERIN -1994] I.M. Paderin, V.S. Uskov, G.V. Ermakov, « *The kinetics of boiling of superheated liquid in the presence of porous and smooth surfaces* », High temperature, Vol. 32, N°6, pp. 806-809, 1994.
- [PASSOS-2004] J. C. Passos , F. R. Hirata , L. F. B. Possamai , M. Balsamo, M. Misale, « *Confined boiling of FC72 and FC87 on a downward facing heating copper disk* », International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 25, N°2, pp. 313-319, 2004.
- [PENG-2001] X. F. Peng, Y. J. Huang, D. J. Lee, « *Transport phenomenon of a vapour bubble attached to a downward surface* », International Journal of Thermal Sciences, Vol. 40, N°9, pp. 797-803, 2001.
- [PLESSET-1954] M.S. Plesset, S.A. Zwick, « *The growth of vapor bubbles in superheated liquids* », J. Appl. Phys., Vol. 25, pp. 493-500, 1954.
- [POCHEAU-1987] A. Pocheau, « *Structures spatiales et turbulence de phase en convection de Rayleigh-Bénard* », Thèse d'Etat, Université Paris 6, 1987.

- [PROSPERETTI-1978] A. Prosperetti, M. S. Plesset, « *Vapor bubble growth in a superheated liquid* », J. Fluid Mech., Vol. 85, pp.349-368, 1978
- [QIU-2000] D. M. Qiu, S. Singh and V. K. Dhir, « *Dynamics of bubble growth on a heated surface under low gravity conditions* », Proc. of STAIF, Albuquerque, NM, Etats unis, 2000.
- [QIU-2002] D. Qiu, V. K. Dhir, « *Experimental study of flow pattern and heat transfer associated with bubble sliding on downward facing inclined surface* », Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 26, pp. 605-616, 2002.
- [RAAKE-1989] D. Raake, J. Siekmann, Ch-H. Chun, « *Temperature and velocity fields due to surface tension driven flow* », Experiments in fluids, Vol. 7, pp. 164-172, 1989.
- [RAINEY-2001] K.N. Rainey, S.M. You, « *Effects of heater size and orientation on pool boiling heat transfer from microporous coated surfaces* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 44, pp. 2589–2599, 2001.
- [RAINEY-2003] K. N. Rainey, S. M. You, S. Lee, « *Effect of pressure, subcooling, and dissolved gas on pool boiling heat transfer from microporous, square pin-finned surfaces in FC-72* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 46, pp. 23-35, 2003.
- [RAYLEIGH-1917] J.W.S. Rayleigh, « *On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity* », Philos. Mag., Vol. 34, pp. 94–98, 1917.
- [REYNARD-2001-a] C. Reynard-Carette, « *Etude expérimentale de la convection thermocapillaire autour d'une bulle par méthodes optiques et thermiques. Influence de la gravité sur les régimes d'écoulement et les transferts de chaleur* », Thèse, IUSTI Université de Provence, 2001.
- [REYNARD-2001-b] C. Reynard, R. Santini, L. Tadrist, « *Experimental study of the gravity influence on the periodic thermocapillary convection around a bubble* », Experiments in Fluids, Vol. 31, N°4, pp. 440-446, 2001.
- [REYNARD-2005] C. Reynard, M. Barthès, R. Santini and L. Tadrist, « *Experimental study of the onset of the 3D oscillatory thermocapillary convection around a single air or vapor bubble: Influence on heat transfer* », Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 29, N° 7, pp. 783-793, 2005.
- [ROBINSON-2001] A.J. Robinson, R.L. Judd, « *Bubble growth in a uniform and spatially distributed temperature field* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 44, pp. 2699–2710, 2001.
- [ROGERS-1964] T. F. Rogers, R. B. Mesler, « *An experimental study of surface cooling by bubbles during nucleate boiling of water* », Trans. Am. Inst. Chem. Engrs., Vol. 10, pp. 656, 1964.

- [ROHSENOW-1962] W. M. Rohsenow, « *A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids* », Trans. ASME, Vol. 84, 1962.
- [RUCKENSTEIN-1971] E. Ruckenstein, J. Davis, « *The effect of bubble translation on vapor bubble growth in superheated liquid* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 14, pp. 939-952, 1971.
- [RULE-1999] T. D. Rule, J. Kim, « *Heat transfer behavior on small horizontal heaters during pool boiling* », J. Heat Transfer, Vol. 121, pp. 386–393, 1999.
- [SCHWABE-1989] D. Schwabe, J. Metzger, « *Coupling and separation of buoyant and thermocapillary convection* », Journal of Crystal Growth, Vol. 97, N°1, pp. 23-33, 1989.
- [SCRIVEN-1959] L. E. Scriven, « *On the dynamics of phase growth* », Chem. eng. science, Vol. 10, N°1, pp. 1-13, 1959.
- [SIEGEL-1964] R. Siegel and E. G. Keshock, « *Effect of Reduced Gravity on Nucleate Bubble Dynamics in Water* », AIChE J., Vol.10, N°4, pp. 509-516, 1964.
- [SNYDER-1998] T. J. Snyder, J. N. Chung, J. B. Schneider, « *Competing effects of dielectrophoresis and buoyancy on nucleate boiling and an analogy with variable gravity boiling results* », Journal of Heat Transfer, Vol. 120, pp. 371–379, 1998.
- [SON-1999] G. Son, V. K. Dhir, N. Ramanujapu, « *Dynamics and Heat transfer associated with a single bubble during nucleate boiling on a horizontal surface* », Journal of Heat Transfer, Vol. 121, pp. 623-631, 1999.
- [SON-2002] G. Son, N. Ramanujapu, V. K. Dhir, « *Numerical simulation of bubble merger process on a single nucleation site during pool nucleate boiling* », Journal of Heat Transfer, Vol. 124 ,N°1, pp. 51-62, 2002.
- [STANISZEWSKI-1959] B.E. Staniszewski, « *Nucleate boiling bubble growth and departure* », M.I.T. DSR Project No 7-7673, Technical Report No. 16, 1959.
- [STEINBICHLER-1998] M. Steinbichler, S. Micko, J. Straub, « *Nucleate Boiling Heat Transfer on a Small Hemispherical Heater and a Wire under Microgravity* », Heat Transfer 1998, Proceedings of 11th International Heat Transfer Conference, Vol. 2, pp. 539-544,. Kyongju, Corée, 1998.
- [STEPHAN-1980] K. Stephan, M. Abdelsalam, « *Heat transfer correlations for natural convection boiling* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 23, N° 1, pp. 73-87, 1980.
- [STEPHAN-1992] K. Stephan, « *Heat transfer in condensation and boiling* », Springer Verlag, Berlin, 1992.

- [STEPHAN-1995] P. Stephan, J. Hammer, « *A new model for nucleate boiling heat transfer* », heat mass transfer- Waerme und stoffuebertragung, Vol. 30, N°2, pp. 119-125, 1995.
- [STEPHAN-2002] P. Stephan, « *Microscale Evaporation Heat Transfer: Modelling and Experimental Validation* », Proc. of 12th International Heat Transfer Conference, Grenoble, France, Vol. 1, 2002.
- [STRAUB-1990] J. Straub, M. Zell, B. Vogel, « *Pool boiling in a reduced gravity field* », Proc. of 9th International Heat transfer Conference, Jerusalem, Israel, pp.91-112, 1990.
- [STRAUB-1992] J. Straub, M. Zell and B. Vogel, « *Boiling under microgravity conditions* », Proc. of 1st European symposium on FLUIDS IN SPACE, Ajaccio, France, 18-22 Novembre, 1992.
- [STRAUB-1994] J. Straub, « *The role of surface tension for two-phase heat and mass transfer in the absence of gravity* », experimental thermal and fluid science, Vol.9, pp. 253-273, 1994.
- [STRAUB-1997] J. Straub, G. Picker, J. Winter, M. Zell, « *Effective cooling of electronic components by boiling phase transition in microgravity* », Acta Astronautica, Vol. 40, N° 2-8, pp. 119-127, 1997.
- [STRAUB-2000] J. Straub, « *Microscale boiling heat transfer under 0g and 1g conditions* », International J. Therm. Sci., Vol. 39, pp. 490-497, 2000.
- [STRAUB-2001] J. Straub, « *Boiling heat transfer and bubble dynamics in microgravity* », Advances in Heat Transfer, Vol. 35, pp. 57-172, 2001.
- [STUTZ-2003] B. Stutz, « *La nucléation* », école thématique « Le changement de phase liquide-vapeur et ses applications », Cargèse, France, 26-31 octobre 2003.
- [SUZUKI-2003] K. Suzuki, M. Suzuki, S. Takahashi, H. Kawamura and Y. Abe, « *Bubble behavior in subcooled pool boiling of water under reduced gravity* », Proc. of STAIF, Albuquerque, NM, Etats-Unis, 2003
- [THEOFANOUS-1976] T. G. Theofanous, P. D. Patel, « *Universal relations for bubble growth* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 19, pp. 425-429, 1976.
- [THORNCROFT-2001] G. E. Thorncroft, J. F. Klausner, R. Mei, « *Bubble forces and detachment models* », Multiphase Science Technology, Vol. 13 (3&4), pp. 35-76, 2001.

- [TONG-1990] W. Tong, A. Bar-Cohen, T.W. Simon, S.M. You, « *Contact angle effects on boiling incipience of highly-wetting liquids* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 33, pp. 91-103, 1990.
- [VAN OUWERKERK-1971] H. J. Van Ouwerkerk, « *The rapid growth of a vapour bubble at a liquid-solid interface* », International Journal of Heat and Mass Transfer, V. 14, N° 9, pp. 1415-1424, 1971.
- [VAN STRALEN-1975-a] S. J. D. Van Stralen, M. S. Sohal, R. Cole, W. M. Sluyter, « *Bubble growth rate in pure and binary systems : combined effect of relaxation and evaporation microlayers* », In. J. Heat and Mass Transfer, Vol. 18, pp. 453-467, 1975.
- [VAN STRALEN-1975-b] S. J. D. Van Stralen, R. Cole, W. M. Sluyter, M. S. Sohal, « *Bubble growth rates in nucleate boiling of water at subatmospheric pressures* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 18, pp. 655-669, 1975.
- [VAN STRALEN-1979] S. J. D. Van Stralen, and R. Cole, « *Boiling Phenomena* », Vol. 1, chapitre 3, Hemisphere, New York, 1979.
- [WANG-1993] C. H. Wang, V. K. Dhir, « *Effect of surface wettability on active nucleation site density during pool boiling of water on a vertical surface* », Transaction ASME, Journal of Heat Transfer, Vol. 115, pp. 659-669, 1993.
- [WATWE-1994] A. A. Watwe, D. K. Hollingsworth, « *Liquid Crystal Images of Surface Temperature During Incipient Pool Boiling* », Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 9, pp. 22-33, 1994.
- [WAYNER-1976] P. C. Wayner, Y. K. Kao, L. V. Lacroix, « *The interline heat transfer coefficient of an evaporating wetting film* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 19, pp. 487-492, 1976.
- [WOZNIAK-1991] G. Wozniak, K. Wozniak, « *Simultaneous measurement of the temperature and velocity field in the thermocapillary convection of a bubble* », Microgravity Science Technology, Vol. IV/2, pp. 93-94, 1991.
- [WOZNIAK-1995] G. Wozniak, H. Wozniak, H. Bergelt, « *Texus 33- Thermocapillary convection around a bubble on a heated wall* », Final Report, 1995.
- [WOZNIAK-1999] G. Wozniak, (1999), « *Optical whole-field methods for thermoconvective flow analysis in microgravity* », Measurement Science Technology, Vol. 10, pp. 878-885, 1999.
- [WU-1999] W. T. Wu, Y. M. Yang, J. R. Maa, « *Pool boiling incipience and vapor bubble growth dynamics in surfactant solutions* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 42, pp. 2483-2488, 1999.

[YADDANAPUDI-2000] N. Yaddanapudi, J. Kim, « *Single Bubble Heat Transfer in Saturated Pool Boiling of FC-72* », Proceedings of the Engineering Foundation Conference Boiling 2000, Anchorage, AK, 2000.

[YADDANAPUDI-2001] N. Yaddanapudi, J. Kim, « *Single bubble heat transfer in saturated pool boiling of FC-72* », Multiphase Science and Technology, Vol. 12, N° 3-4, pp. 47-63, 2001.

[YOU-1995] S. M. You, T. W. Simon, A. Bar-Cohen, Y. S. Hong, « *Effect of dissolved gas content on pool boiling of a highly wetting fluid* », Journal of Heat Transfer, Vol. 117, pp. 687-692, 1995.

[ZHAO-1996] Y. H. Zhao, T. Masuoka, T. Tsuruta, « *Prediction of critical heat flux based on the microlayer model* », Trans.JSME, series B, Vol. 62,N°598, pp. 2338-2343,1996.

[ZHAO-2002] Y. Zhao, T. Tsuruta and C. Ji, « *Bubble behaviors in subcooled pool boiling* », Proc. of Twelfth International Heat Transfer Conference, IHTC, Grenoble, France, 2002.

[ZUBER-1961] N. Zuber, « *The dynamics of vapor bubbles in nonuniform temperature fields* », International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 2, pp. 83–98, 1961.