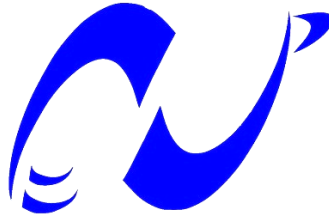


REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

Ecole Nationale Polytechnique



المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
Ecole Nationale Polytechnique

Département de Génie Mécanique

Mémoire de projet de fin d'études

Pour l'obtention du diplôme d'ingénieur d'état en Génie Mécanique

**Etude expérimentale des transferts de chaleur en ébullition :
Influence de l'orientation de la paroi et de la saturation du fluide**

Réalisé par :

Ibrahim Aissi

Sous la direction de :

Mr. Bouzid Benkoussas, M.C (A), ENP

Mr. Lounès Tadrist, Pr, AMU

Présenté et soutenu publiquement le : 22/06/2016

Composition du jury :

Président	Mr. Salah LARBI	Professeur, ENP, Alger
Promoteur	Mr. Bouzid BENKOUSSAS	M.C (A), ENP, Alger
Examineur	Mr. Mohamed BOUBAKEUR	Maitre-Assistant, ENP, Alger

ENP 2016

ملخص

هذا العمل يهدف لدراسة تجريبية لظاهرة الغليان على سطح مستوي لعنصر مسخن ووصف نقل الحرارة المرافق. لهذا الغرض، تم اصلاح جهاز تجريبي وقمنا باختباره في الهواء وقارنا النتائج مع دراسة عددية. بعد ذلك تمت مجموعه من التجارب حول النقل الحراري في الغليان باستعمال سائل FC-72. تمت هذه التجارب في نظام النقل الحراري الطبيعي ونظام الغليان التثوي بفضل هذا السائل. كما تم البرهان بأهمية النقل الحراري في الغليان تجريبيا في هذا العمل و تمت دراسة اثرين مهمين على منحنى الغليان وهما توجيه العنصر الساخن وتأثير اختلاف شروط التثبع. النتائج المتحصل عليها توافق النتائج الحصرية على النقل الحراري في الغليان

كلمات مفتاحيه: النقل الحراري، النقل الطبيعي، الغليان التثوي، توجيه العنصر الساخن، شروط التثبع.

Abstract

This work aims to study experimentally the boiling phenomenon on a flat wall of a heating element and characterize the associated heat transfer. That's why, an experimental device has been fixed, tested in air, and the results were compared with numerical results. Therdafter, a séries of experiments about boiling heat transfer was made using the liquid FC-72. These experiments were carried out in free convection and nucleate boiling using this fluid. The importance of heat transfer in boiling has been proven experimentally in this work. An experimental study of two main effects on the characteristic curve was made : the orientation of the heating wall and the influence of the saturation conditions. The obtained results are in agreement with the recent results on boiling heat transfer.

Key words : Heat transfer, free convection, nucleate boiling, orientation of heating wall, saturation conditions.

Résumé

Le présent travail consiste à étudier expérimentalement le phénomène d'ébullition sur une paroi plane d'un élément chauffant et caractériser les transferts de chaleur associés. Pour cela, un dispositif expérimental a été remis au point, testé à l'air, et les résultats ont été comparés avec des résultats numériques. Par la suite, une série d'expériences sur les transferts de chaleur en ébullition a été faite en utilisant le liquide FC-72. Ces expériences ont été réalisées en convection naturelle et en ébullition nucléée à l'aide de ce fluide. L'importance des transferts thermiques en ébullition a été prouvée expérimentalement dans ce travail, suivie par une étude expérimentale de deux effets principaux sur la courbe caractéristique, à savoir l'orientation de la paroi chauffante et l'influence des conditions de saturation. Les résultats obtenus sont parfaitement en accord avec les résultats récents sur les transferts thermiques en ébullition.

Mots clés : transferts thermiques, convection naturelle, ébullition nucléée, orientation de la paroi, conditions de saturation.

Dédicaces

*A mes parents qui ont tout sacrifié pour leurs enfants,
A ma sœur qui est la source de ma motivation,*

*A toute ma famille,
A tous mes camarades et mes amis,*

*A tous mes professeurs,
A tous ceux qui m'ont soutenu de bon cœur,*

Je dédie ce travail.

Ibrahim

Remerciements

Avant tout, je remercie DIEU tout puissant pour m'avoir donné le courage et la force pour arriver à ce stade et réaliser ce modeste travail.

Au terme de ce stage, je voudrais exprimer mon immense gratitude envers tous ceux qui d'une manière ou d'une autre ont fait de sorte que ce projet soit possible. Je voudrais particulièrement remercier Monsieur Lounès TADRIST avec qui j'ai eu l'honneur de travailler sur ce projet. Je voudrais le remercier pour sa présence malgré tous ses engagements, ses remarques et conseils judicieux, pour le savoir qu'il m'a transmis et pour son soutien tout au long de cette période.

Je voudrais aussi témoigner de ma profonde reconnaissance pour Monsieur Bouzid BENKOUSSAS, sans qui cette opportunité et ce travail n'auraient pas été possibles. Je voudrais le remercier d'avoir cru en moi, de m'avoir encadré malgré la distance qui nous sépare, je le remercie aussi pour ses remarques et ses critiques qui m'ont permis d'avancer et d'apprendre.

Je tiens aussi à remercier Monsieur Philippe BOURNOT pour avoir veillé sur le bon déroulement de mon stage, et avoir assuré mon confort et mon intégration. Je le remercie pour toutes ses interventions qui ont facilité et accéléré mon installation.

Je remercie également Monsieur Hervé Combeau, qui a suivi mon travail durant toute cette période et qui m'a orienté et conseillé à chaque réunion.

Grands remerciements à ceux avec qui j'ai partagé tant de temps dans le laboratoire, et avec qui j'ai partagé l'intégralité de cette expérience, particulièrement mes amis Firas DHAOUADI, et Rafik LANKRI ainsi que Eutyclus. Merci à Pierre LANTOINE et Ouamar RAHLI du laboratoire de l'IUSTI qui ont toujours été là pour me soutenir quand j'ai rencontré des difficultés.

Je remercie également les membres du jury qui ont accepté d'examiner mon travail.

Je termine mes remerciements pour les personnes qui me sont les plus chères, ma mère, ma soeur et mon père, de m'avoir aidé et soutenu durant toutes ces années d'études qui s'achèvent par ce projet.

Table des matières

Liste des figures

Liste des tableaux

Nomenclature

Introduction générale	15
Chapitre 1 : Généralités sur l'ébullition	17
1.1 Travaux antérieurs	17
1.2 Notions de base.....	18
1.2.1 Evaporation et ébullition.....	18
1.2.2 Conditions thermodynamique de l'équilibre liquide-vapeur	19
1.3 La tension superficielle.....	20
1.3.1 Force de tension superficielle	21
1.3.2 Aspect énergétique.....	21
1.3.3 Loi de Laplace.....	22
1.4 Mouillage et angle de contact.....	23
1.4.1 La mouillabilité en ébullition.....	24
1.5 Etude thermodynamique d'une bulle de vapeur dans un fluide surchauffé	24
1.6 Dynamique des bulles.....	27
1.6.1 Forces statiques	27
1.6.2 Forces dynamiques.....	28
1.6.3 Diamètre de détachement de la bulle	29
1.7 Nucléation hétérogène et facteur d'énergie	29
1.7.1 Nucléation sur une paroi lisse	29
1.8 Conclusion.....	32
Chapitre 2 : Transferts thermiques en ébullition	33
2.1 Notion de couche limite	33
2.1.1 La couche limite thermique	34
2.2 Courbe de Nukiyama	36
2.3 Régimes de transferts thermiques en ébullition	37
2.3.1 Régime de convection naturelle	38

2.3.2 Régime d'ébullition nucléée	38
2.3.3 Point critique	38
2.3.4 Ebullition en film	39
2.4-Corrélations utilisées pour les régimes d'ébullition	39
2.4.1 Convection naturelle sur une plaque horizontale	39
2.4.2 Ebullition nucléée	40
2.4.3 Flux critique	43
2.4.4 Ebullition en film	43
2.5 Effets paramétriques sur l'ébullition	44
2.5.1 Influence de la pression	44
2.5.2 Influence de l'état de surface	45
2.5.3 Influence de la mouillabilité de la surface	46
2.5.3 Influence des gaz dissous	46
2.5.4 Influence de l'orientation de la paroi	46
2.6 Conclusion :.....	47
Chapitre 3 : Dispositif expérimental.....	48
3.1 Descriptif du dispositif expérimental :	48
3.1.1 La cellule test :	50
3.1.2 L'ébulliomètre :	51
3.1.3 Choix du fluide :	52
3.2 Instrumentation	53
3.2.1 Le thermocouple	54
3.2.2 Le capteur de pression	55
3.2.3 Le fluxmètre à gradient tangentiel	55
3.3 Mise en route du dispositif expérimental	57
3.4 Protocole expérimental	59
3.4 Conclusion	61
Chapitre 4 : Etude expérimentale et Simulations numériques de convection naturelle à l'air libre	62
4.1 Partie expérimentale	62
4.1.1 Protocole expérimental	62
4.1.2 Résultats	63
4.1.3 Comparaison avec les corrélations.....	66

4.2 Modélisation numérique des transferts thermiques dans la cellule	68
4.2.1 Premier modèle : Cellule et paroi chauffante à flux constant	68
4.2.2 Deuxième modèle : Ebulliomètre et pertes convectives	73
4.2.3 Modèle final : Cellule et Ebulliomètre.....	80
4.3 Conclusion	82
Chapitre 5 : Ebullition en multi-sites, résultats et interprétations.....	83
5.1 Temps de réponse de l'ébulliomètre et incertitude de mesures.....	83
5.1.1 Temps de réponse	83
5.1.2. Calculs statistiques et incertitudes	84
5.2. Etude de la courbe d'ébullition à 56.5°C et 1 bar.....	86
5.2.1 Courbe d'ébullition et incertitude de mesure.....	86
5.2.2 Reproductibilité et comparaison	88
5.3 Courbe d'ébullition à flux décroissant : Effet d'hystérésis	90
5.4 Influence de l'orientation de la paroi sur la courbe d'ébullition	92
5.5 Influence de la pression de saturation.....	95
5.6 Conclusion :.....	97
Conclusion générale	98
Bibliographie.....	100
Annexe A : Rappels thermodynamiques	103
Annexe B : Courbe d'ébullition et barre d'incertitudes.....	106

Liste des figures

Figure 1.1- Différence entre l'évaporation (à gauche) et l'ébullition (à droite).....	18
Figure 1.2- Représentation de l'équilibre de phases pour un corps pur en diagramme (p,T) [17].	19
Figure 1.3- Représentation de l'équilibre de phase pour un corps en diagramme (p,V) [17].	19
Figure 1.4- Distribution des interactions cohésives entre les molécules d'un liquide.	20
Figure 1.5- Ouverture en fente au niveau d'une partie de la surface libre d'un liquide.....	21
Figure 1.6- Schématisation des pressions au niveau d'une bulle.	22
Figure 1.7- Mouillage d'une paroi solide [18]	23
Figure 1.8- Différentes configurations de mouillage. [18].....	24
Figure 1.9- Système thermodynamique pour la formation d'un embryon de vapeur. [19].....	30
Figure 1.10- Représentation graphique du facteur d'énergie.	31
Figure 2.1- Couche limite lors d'un écoulement au-dessus d'une plaque fixe [23]	33
Figure 2.2- Couche limite thermique dans un écoulement d'air au-dessus d'une plaque.	34
Figure 2.3- Evolution du profil de température dans la couche limite. [24].....	35
Figure 2.4- Dispositif expérimental de Nukiyama. [1].....	36
Figure 2.5- Courbe obtenue par Nukiyama. [1]	36
Figure 2.6- Courbe de Nukiyama complétée par Drew et Mueller [25]	37
Figure 2.7- Courbe d'ébullition. [26]	37
Figure 2.8- Photographies de mouvement et de formation de bulles dans différents régimes d'ébullition. (a) ébullition nucléée (b) ébullition de transition (c) ébullition en film. [23].....	39
Figure 2.9- Influence de la pression de saturation sur la courbe d'ébullition [17].....	45
Figure 2.10- - Influence de l'état de surface sur la courbe d'ébullition. [17].....	46
Figure 3.1- Schéma synoptique du dispositif expérimental.	48
Figure 3.2- Photos du dispositif expérimental.....	49
Figure 3.3- Schéma de la cellule test. [16]	50
Figure 3.4- Photos de la cellule test.	51
Figure 3.5- Schéma d'une coupe transversale de l'ébulliomètre. [16].....	51
Figure 3.6- Photos de l'ébulliomètre [33]	51
Figure 3.7- Isolation de l'ébulliomètre (le plan est réalisé sous CATIA).	52
Figure 3.8- Courbe de saturation du fluorinert FC-72.....	52
Figure 3.9- Visualisation de l'ébulliomètre par caméra infrarouge [33].....	53
Figure 3.10- Schématisation du principe d'un thermocouple.	54
Figure 3.11- Photos du capteur de pression SCX 15DN. [34]	55
Figure 3.12- Coupe d'un fluxmètre à gradient tangentiel [33]	55
Figure 3.13- Vue écorchée d'un capteur de flux thermique [35].....	56
Figure 3.14- Vue en couple et éclatée d'un capteur de flux thermique	56
Figure 3.15- Principe de fonctionnement d'un capteur de flux thermique « Captec »	57
Figure 3.16- Installation des alimentations électriques : alimentation de la cartouche chauffante à gauche et système de régulation, alimentation de l'ébulliomètre à droite.	57
Figure 3.17- Démontage de la cellule et récupération de l'ébulliomètre.	58
Figure 3.18- Installation des circuits d'échangeurs de chaleur.....	59
Figure 3.19- Réalisation d'un nouveau système de montage de la cartouche chauffante.....	59

Figure 4.1- Schéma du dispositif expérimental.....	63
Figure 4.2- Densité de flux en fonction de la surchauffe durant toute l'expérience à 0°.....	63
Figure 4.3- Variation de la densité de flux de chaleur transmis à l'air en fonction du temps.....	64
Figure 4.4- Variation de la température de la paroi en fonction du temps.....	64
Figure 4.5- Courbe caractéristique de transferts de chaleur en convection naturelle.....	65
Figure 4.6- Influence de l'orientation de l'ébulliomètre en convection naturelle à l'air libre.....	65
Figure 4.7- Comparaison graphique des résultats avec la corrélation de plaque horizontale.....	66
Figure 4.8- Comparaison graphique des résultats avec la corrélation de plaque verticale.....	67
Figure 4.9- Passage du modèle 3D au modèle 2D axisymétrique.....	69
Figure 4.10- Configuration géométrique et conditions aux limites du modèle.....	69
Figure 4.11- Exemples des différents maillages testés. A gauche un maillage à 2339 de température et à droite un maillage à 5636.....	70
Figure 4.12- Evolution de la température sur la surface chauffante pour différentes valeurs de densités de flux imposées.....	71
Figure 4.13- Comparaison des résultats de simulation numérique et résultats expérimentaux.....	72
Figure 4.14- Condition du flux constant sur la surface chauffante et couche limite simulée pour une densité de flux de 300 W/m ²	73
Figure 4.15- Coupe transversale du fluxmètre avec les différentes surfaces.....	74
Figure 4.16- Maillage de l'ébulliomètre dans SOLID (625 mailles).....	77
Figure 4.17-- Champ de température dans l'ébulliomètre pour une puissance de 0,9 W.....	78
Figure 4.18- Evolution comparée de la température de la paroi au cours du temps.....	79
Figure 4.19- Evolution comparée de la densité de flux de chaleur au cours du temps.....	79
Figure 4.20- Configuration géométrique et maillage.....	80
Figure 4.21- Champs de température global dans la cellule. Zoom sur l'ébulliomètre à gauche.....	81
Figure 5.1- Temps de réponse de l'ébulliomètre pour deux valeurs de puissance imposées.....	84
Figure 5.2- Variation temporelle de la température de paroi et la densité de flux de chaleur au régime permanent pour une puissance imposée de 0.9W.....	84
Figure 5.3- Variation temporelle de la température de la paroi et la densité de flux de chaleur en régime permanent pour une puissance imposée de 3.6 W.....	85
Figure 5.4- Courbe d'ébullition à flux croissant imposé (T _{sat} =56.5°C, P _{sat} =1bar).....	86
Figure 5.5- Photo de la cellule au cours de l'expérience d'ébullition. Ebulliomètre à 0°.....	87
Figure 5.6- Comparaison de la courbe d'ébullition avec la courbe obtenue par Zamoum.....	88
Figure 5.7- Reproductibilité de la courbe d'ébullition à flux imposé croissant.....	89
Figure 5.8- Apparition des sites parasites sur l'interface fluxmètre-résine.....	90
Figure 5.9- Courbe d'ébullition à flux imposé croissant et décroissant.....	91
Figure 5.10- Photos de la surface de l'ébulliomètre pour une même puissance imposée de 0.9W à gauche flux croissant, à droite flux décroissant.....	91
Figure 5.11- Courbes d'ébullition pour différentes orientations à T _{sat} =56.5°C et P _{sat} =1bar.....	92
Figure 5.12- Surchauffe nécessaire au déclenchement de l'ébullition pour différentes orientations.....	93
Figure 5.13- Expérience d'ébullition à une orientation de 90° : à gauche convection naturelle, à droite ébullition nucléée.....	94
Figure 5.14- Ebullition nucléée à une orientation de 135°.....	94

Figure 5.15- Régime d'ébullition à une orientation de 180° : début de nucléation à gauche, et début de formation d'une couche de vapeur à droite.	95
Figure 5.16- Variation du coefficient de transferts thermique h pour une orientation de 180°	95
Figure 5.17- Courbes d'ébullitions pour différentes températures de saturation	96
Figure 5.18- Surchauffe nécessaire au déclenchement de l'ébullition en fonction de la température de saturation.	96

Liste des tableaux

Tableau 1.1- Tableau comparatif entre l'ébullition et l'évaporation.....	18
Tableau 2.1- Définition des groupements adimensionnels des équations de Stephan et Abdelsalam.....	42
Tableau 4.1- Tableau comparatif entre les résultats expérimentaux et la corrélation de Mc Adams.....	67
Tableau 4.2- Tableau comparatif entre les résultats expérimentaux et la corrélation de Churchill et Chu.	68
Tableau 4.3- Influence de la densité du maillage sur la température de la paroi chauffante pour une densité de 200 W/m ²	71
Tableau 4.4- Caractéristiques de quelques matériaux de l'ébulliomètre.....	73
Tableau 4.5- Caractéristiques des couches du fluxmètre.	75
Tableau 4.6- Ecarts obtenus entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques.	79
Tableau 4.7- Bilan thermique et répartition des flux sur la surface de l'ébulliomètre en simulation numérique pour une puissance imposée de 0.4 W.	81
Tableau 5.1- Ecarts et incertitudes de mesure pour une puissance 0.9W.	85
Tableau 5.2- Ecarts et incertitudes de mesure pour une puissance imposée de 3.6W.	85
Tableau 5.3- Tableau récapitulatif des mesures et incertitudes associées.....	87

Nomenclature

Lettres latines :

<i>A</i>	Aire de la surface	[m ²]
<i>C_p</i>	Capacité thermique massique	[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]
<i>D</i>	Diamètre	[m]
<i>E</i>	Energie	[J]
<i>e</i>	Epaisseur	[m]
<i>F</i>	Force	[N]
<i>F_e</i>	Facteur d'énergie	[-]
<i>G</i>	Enthalpie libre	[J]
<i>g</i>	Accélération de pesanteur	[m.s ⁻²]
\bar{g}	Enthalpie libre massique	[J.kg ⁻¹]
<i>Gr</i>	Nombre de Grashof	[-]
<i>h</i>	Coefficient de transferts thermique	[W.m ⁻² .K ⁻¹]
<i>h_{fg}</i>	Chaleur latente de vaporisation	[J/kg]
<i>k</i>	Conductivité thermique	[W.m ⁻¹ .K ⁻¹]
<i>L</i>	Longueur caractéristique	[m]
<i>M</i>	Masse molaire	[kg.mol ⁻¹]
<i>Nu</i>	Nombre de Nusselt	[-]
<i>P</i>	Puissance	[W]
<i>p</i>	Pression	[Pa]
<i>Pr</i>	Nombre de Prandtl	[-]
<i>q</i>	Densité de flux de chaleur	[W/m ²]
\dot{Q}	Flux de chaleur	[W]
<i>R</i>	Rayon	[m]
\bar{R}	Constante spécifique au gaz parfait	[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]
<i>Ra</i>	Nombre de Rayleigh	[-]
<i>S</i>	Surface de la bulle	[m ²]
<i>T</i>	Température	[K]
<i>t</i>	Temps	[s]
<i>u</i>	Vitesse	[m.s ⁻¹]
<i>V</i>	Volume	[m ³]
<i>v</i>	Volumique spécifique	[m ³ .kg ⁻¹]
<i>W</i>	Travail	[J]

Lettres grecques :

α	Diffusivité thermique	$[\text{m}^2.\text{s}^{-1}]$
β	Coefficient de dilatation thermique	$[\text{K}^{-1}]$
γ	Tension superficielle	$[\text{N}.\text{m}^{-1}]$
δ_t	Epaisseur de couche limite	$[\text{m}]$
ε	Emissivité	$[-]$
θ	Angle de contact	$[-]$
ν	Viscosité cinématique	$[\text{m}^2.\text{s}^{-1}]$
μ	Viscosité dynamique	$[\text{kg}.\text{m}^{-1}.\text{s}^{-1}]$
ρ	Masse volumique	$[\text{kg}.\text{m}^{-3}]$
σ	Constante de Stefan-Boltzman	$[\text{W}.\text{m}^{-2}.\text{K}^{-4}]$

Indices

<i>c</i>	Critique
<i>d</i>	Détachement
<i>e</i>	Equilibre
<i>g</i>	gaz
<i>i</i>	Inertie
<i>l</i>	liquide
<i>sat</i>	Saturation
<i>v</i>	Vapeur
<i>w</i>	Paroi

Introduction générale

Le phénomène d'ébullition souvent rencontré dans la vie quotidienne, joue un rôle très important dans de nombreuses applications technologiques, en effet les nouvelles technologies imposent des extractions de puissances thermiques de plus en plus importantes, cette exigence industrielle est souvent satisfaite grâce aux transferts de chaleur en ébullition.

C'est d'ailleurs depuis les années trente que les chercheurs ont mis en évidence le potentiel remarquable de l'ébullition à libérer des quantités de chaleur importantes sous des surchauffes relativement faibles [1].

Grâce à cette particularité, l'ébullition occupe aujourd'hui une grande place dans le domaine industriel à différentes échelles : de la génération de vapeur au niveau des grandes centrales thermiques à cycle de turbine à vapeur jusqu'aux applications de nanotechnologie comme le refroidissement des composants électroniques ou encore d'autres applications dans les échangeurs de chaleur comme la boucle diphasique à pompage capillaire utilisée dans le domaine des satellites, les centrales nucléaires, le séchage par ébullition ainsi que beaucoup d'autres domaines.

Le processus d'ébullition est souvent favorisé dans plusieurs applications mais il est aussi strictement à éviter dans d'autres situations, comme le phénomène de cavitation au niveau des pompes hydrauliques ou l'ébullition dans le circuit hydraulique d'un capteur solaire.

Le nombre d'études réalisées dans le domaine de l'ébullition est en croissance depuis plusieurs années ([2], [3], [4], [5]). Néanmoins, la connaissance détaillée des transferts thermiques associés à ce processus reste un problème ouvert à cause de la complexité du phénomène et du grand nombre de paramètres mis en jeu. C'est d'ailleurs dans l'optique de contribuer à ces recherches et comprendre le mécanisme des transferts de chaleur en ébullition que le présent travail a été fait.

L'étude développée dans ce projet a pour objectif de contribuer expérimentalement à l'étude du phénomène d'ébullition sur une paroi plane d'un élément chauffant appelé « ébulliomètre » et de mieux comprendre le mécanisme des transferts thermiques associés.

C'est à travers la remise au point d'un dispositif expérimental permettant de produire le phénomène d'ébullition dans des conditions thermodynamiques bien maîtrisées que cette étude a été faite. Un dispositif qui offre la possibilité de la mise en évidence de l'influence de plusieurs facteurs qui ont été étudiés séparément dans plusieurs travaux expérimentaux et par plusieurs chercheurs.

Ce manuscrit est structuré en cinq chapitres, encadré d'une introduction et une conclusion générales. Le chapitre 1 traite des généralités sur l'ébullition ou certaines notions de base ont été décrites afin de mieux comprendre le processus de changement de phase, et les aspects physique et énergétiques mis en jeu dans le mécanisme de l'ébullition. Le chapitre 2 traite les transferts thermiques en ébullition, des analyses de la courbe d'ébullitions ont été faites et les

différentes corrélations utilisées pour chaque régime d'ébullition sur une paroi plane ont été présentées pour finir avec une revue bibliographique sur l'influence de certains paramètres sur la courbe d'ébullition.

Le chapitre 3 concerne la description du dispositif expérimental remis en route pour l'étude des transferts thermiques en ébullition sur une paroi plane. Les étapes de sa remise en route et la présentation des différentes techniques de mesures utilisées ainsi qu'une description détaillée du protocole expérimental ont été exposés dans ce chapitre. Le quatrième chapitre a été consacré aux tests à l'air de l'élément chauffant « ébulliomètre » et l'étude de convection naturelle à l'air libre. Cette étude s'avérait nécessaire après toutes les interventions sur le dispositif. Une introduction d'un modèle numérique de « l'ébulliomètre » et des simulations de convection naturelle à l'intérieur de la cellule sont présentées dans ce chapitre ainsi que des comparaisons avec les résultats expérimentaux.

Le chapitre 5 est consacré aux résultats expérimentaux obtenus sur l'ébullition en multi-sites (plusieurs sites séparés sur une paroi), le tracé des courbes d'ébullition et l'étude de l'influence de l'orientation de la paroi ainsi que l'influence de la pression de saturation accompagnés des interprétations et des hypothèses faites d'après les observations expérimentales et les recherches faites sur l'ébullition. Finalement, une conclusion résume les principaux résultats obtenus accompagnée des perspectives.

Chapitre 1 : Généralités sur l'ébullition

Le processus de changement de phase liquide-vapeur en ébullition est un phénomène complexe qui fait intervenir plusieurs paramètres et qui a fait l'objet de recherche de plusieurs auteurs.

Dans ce premier chapitre, un état de l'art des travaux sur l'ébullition est présenté suivi par des notions de base et des concepts physiques permettant la compréhension des différents paramètres mis en jeu dans le mécanisme de nucléation ainsi que la dynamique des bulles.

1.1 Travaux antérieurs

Les premiers travaux sur l'ébullition remontent aux années trente, c'est Nukiyama [1] qui a proposé une description de la courbe d'ébullition à partir de ses résultats expérimentaux. Sa description proposée est souvent considérée comme le point de départ des recherches sur le processus d'ébullition.

Ainsi, depuis le milieu du siècle dernier, les recherches sur l'ébullition n'ont pas cessé. L'étude du mécanisme de base de l'ébullition comme la nucléation et la croissance des bulles ainsi que la dynamique de la ligne de contact suscitait des recherches aussi bien théoriques qu'expérimentales (Forster et Greif [2], Rohsenow [3], Han et Griffith [4], Siegel et Keshock [5]). Plusieurs auteurs se sont intéressés à l'étude de ce phénomène, certains ont focalisé leurs travaux sur la détermination des lois de transferts thermiques en ébullition (Cooper [6], Stephan et Abdelsalam [7]) alors que d'autres se sont intéressés à la description détaillée des phénomènes qui se produisent dans les conditions d'ébullition (Stephan et Kern [8], Manickam et Dhir [9]).

Plusieurs travaux sur l'ébullition en microgravité ont été conduits au cours des dernières décennies (Steinbichler et al. [10], Kannengieser et al. [11]) et les résultats obtenus dépendent de la configuration étudiée. Ce qui amène à des résultats contradictoires selon les auteurs, particulièrement pour les transferts thermiques qui sont améliorés lorsque la gravité est fortement réduite pour certains tandis que pour d'autres ils sont détériorés. C'est ce qui fait que l'étude de ce processus demeure un thème d'actualité.

Plusieurs paramètres gouvernant les transferts de chaleur en ébullition comme l'état de surface de la paroi chauffante (Chang and You [12]), la pression du fluide (Cicchelli et Bonilla [13]), la nature du fluide (Schlindwein et al. [14]), l'orientation de la paroi chauffante (Nishikawa et al. [15], Zamoum et al [16]) ont fait l'objet de plusieurs investigations dans le but de la mise en évidence de leurs influences sur le processus d'ébullition et les transferts thermiques associés.

1.2 Notions de base

1.2.1 Evaporation et ébullition

L'ébullition et l'évaporation sont tous les deux des processus endothermiques de changement de phase liquide vers la phase vapeur. Cependant il y a des différences significatives entre les deux phénomènes. L'évaporation est un passage progressif de l'état liquide à l'état gazeux, mais cette transformation se passe sur l'interface du liquide (transition de phase au voisinage de la surface libre uniquement) vu que les particules de la surface libre ne présentent pas la même distribution de forces que les particules au sein du liquide. C'est ce qui facilite la séparation progressive de ces particules d'interface quand elles gagnent de l'énergie (par le vent, le soleil, élévation de température...). Il est à noter que ce processus peut avoir lieu à n'importe quelle température, on peut citer plusieurs exemples d'évaporation comme le séchage des vêtements, l'évaporation d'eau de mers et de lacs dans le cycle d'eau, évaporation de la sueur. Cependant, quand on parle d'ébullition, on parle d'un point d'ébullition, c'est-à-dire qu'il faut atteindre les conditions de saturation en terme de pression et de température. Par exemple pour l'eau à la pression atmosphérique il faut atteindre une température de 100°C pour déclencher l'ébullition. A l'échelle atomique, quand on chauffe le liquide, les particules le composant vont s'agiter de plus en plus jusqu'à ce que les liaisons qui les maintiennent ensemble se brisent, le liquide a alors atteint son point d'ébullition et les molécules sont brusquement libérées dans le gaz sous forme de bulles.

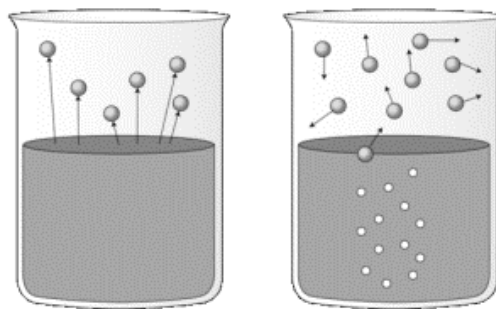


Figure 1.1- Différence entre l'évaporation (à gauche) et l'ébullition (à droite).

Tableau 1.1- Tableau comparatif entre l'ébullition et l'évaporation.

Evaporation	Ebullition
-Transition de phase au voisinage de la surface libre uniquement	-Transition de phase dans la totalité de fluide et au niveau des parois.
-Peut se produire à n'importe quelle température	-A lieu dans les conditions de saturation seulement
-Pas de formation de bulles	-Apparition des bulles
-Changement de phase liquide vers gaz. / Processus endothermiques	

1.2.2 Conditions thermodynamique de l'équilibre liquide-vapeur

Lors de l'équilibre entre les phases liquide et vapeur, il y'a égalité entre les variables intensives des deux phases à savoir les pressions, les températures et les potentiels chimiques.

Les équilibres entre les différentes phases sont souvent représentés dans des espaces tridimensionnels (p, V, T). Pour simplifier, on travaille souvent avec des surfaces projetées sur un plan comme le plan (p, T) (figure 1.2), où on voit bien que cette projection fait apparaître les trois courbes de saturation : la sublimation, la fusion et la vaporisation. Ces trois courbes se raccordent en un point triple où il y a coexistence des trois phases.

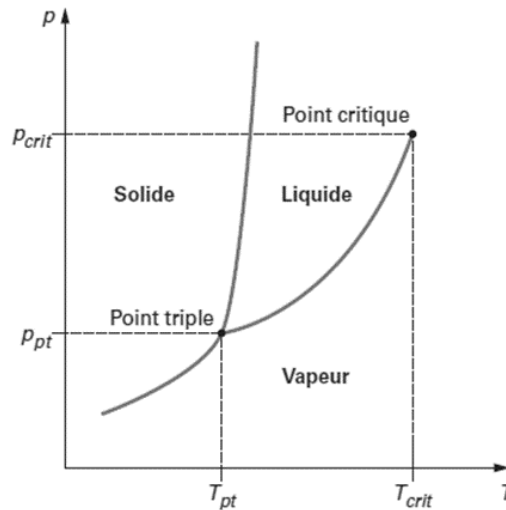


Figure 1.2- Représentation de l'équilibre de phases pour un corps pur en diagramme (p, T) [17].

La projection sur le plan (p, V) représentée sur la figure 1-3 est aussi importante pour étudier les équilibres des différentes phases. Cependant, pour un corps pur, on utilise souvent les variables (p, T) pour l'étude de l'équilibre liquide-vapeur car ces deux paramètres sont facilement contrôlables.

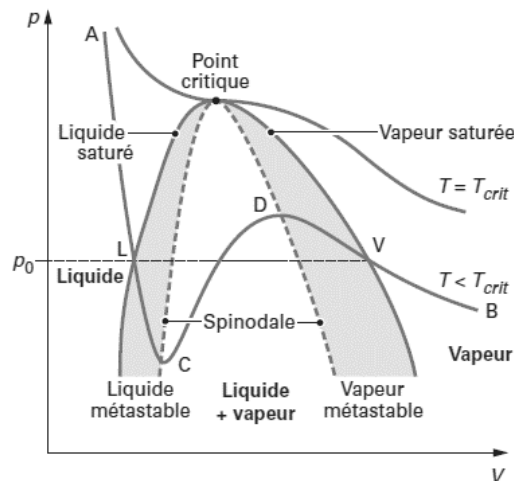


Figure 1.3- Représentation de l'équilibre de phase pour un corps en diagramme (p, V) [17].

L'analyse du diagramme (p,V) suivant le fluide le long d'une isotherme fait intervenir trois phases :

- Une phase liquide stable le long de AL.
- Un mélange liquide vapeur le long de LV.
- Une phase vapeur stable le long de VB.

L'ensemble des points L et V constituent la courbe de saturation. Cette dernière se divise en une courbe d'ébullition pour l'ensemble des points L, et une courbe de rosée pour l'ensemble des points V. Ces deux courbes se rejoignent en un point appelé point critique. Au-dessus de ce point, le fluide ne change plus de phase et reste à l'état gazeux. D'ailleurs, pour étudier un équilibre liquide-vapeur, la température doit être comprise entre la température du point triple et celle du point critique.

Il est intéressant de noter qu'il est possible d'observer une phase liquide stable en dehors des conditions de transition. En effet, un fluide peut rester à l'état liquide à une température supérieure à son point d'ébullition à une pression donnée. On parle d'un état métastable, il en est de même si le fluide est liquide à une pression inférieure à sa pression de saturation.

1.3 La tension superficielle

Un liquide est en état condensé dans lequel les molécules s'attirent, ces dernières bénéficient d'interactions attractives avec toutes les molécules voisines au sein du liquide.

Pour les molécules proches de l'interface liquide-gaz la distribution des interactions cohésives n'est pas la même. En effet la moitié de ces interactions est perdue, c'est ce qui explique que les fluides ont tendance à ajuster leurs formes pour exposer le minimum de surface possible. Un tel phénomène souvent rencontré est dû à l'existence des forces à la surface libre du liquide, ces forces sont appelées forces de tension superficielle. [18]



Figure 1.4- Distribution des interactions cohésives entre les molécules d'un liquide.

1.3.1 Force de tension superficielle

Afin d'aboutir à l'expression donnant la force de tension superficielle (appelée aussi force capillaire) considérons une partie de la surface libre d'un liquide où on veut créer une ouverture en forme de fente de longueur L et de largeur Δx très faible. Il faut pour cela exercer des forces de traction T ; ainsi le liquide tend à s'opposer à cette opération en développant une force \vec{F} qui s'oppose à ces tractions.

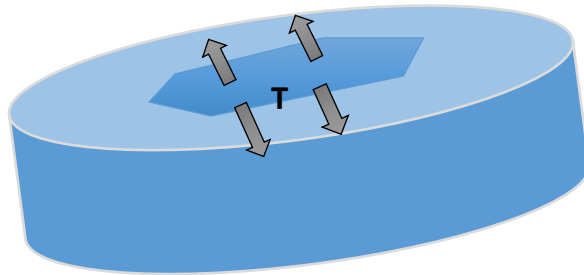


Figure 1.5- Ouverture en fente au niveau d'une partie de la surface libre d'un liquide.

La norme de \vec{F} est proportionnelle à la longueur L de la fente, on peut donc écrire :

$$F = \gamma L \quad (1.1)$$

Le coefficient γ est appelé tension superficielle et a pour unité N/m.

1.3.2 Aspect énergétique

Considérons l'exemple précédent, il faut apporter de l'énergie pour réaliser la fente à la surface libre du liquide et lutter contre la force \vec{F} qui s'y oppose, cette énergie est mesurée au signe près par le travail de \vec{F} au cours de l'accroissement de la surface.

On peut écrire :

$$\Delta E = F \cdot \Delta x = \gamma L \cdot \Delta x \quad (1.2)$$

Soit :

$$\Delta E = \gamma \cdot \Delta S \quad (1.3)$$

Ainsi on peut définir la tension superficielle comme étant le rapport entre l'augmentation de l'énergie potentielle de surface par unité de surface accrue.

$$\gamma = \frac{\Delta E}{\Delta S} \quad (1.4)$$

L'énergie potentielle de la surface libre d'un liquide est proportionnelle à la surface libre de ce liquide, or pour une question de stabilité d'équilibre, l'énergie potentielle doit être minimale. Il s'en suit que la surface libre d'un liquide se place naturellement pour être la plus petite possible, et donc ce sont les tensions superficielles qui font que la forme d'une bulle de vapeur ait une forme sphérique car pour un volume de liquide donné, c'est la géométrie qui donne une enveloppe de surface minimale. [18]

1.3.3 Loi de Laplace

Considérons une bulle de vapeur de rayon R , les forces de tension superficielle ont tendance à diminuer la surface libre en exerçant une compression et agissant vers l'intérieur. La pression p_i à l'intérieur de la bulle est donc supérieure à celle du milieu extérieur p_0 cette compression est d'autant plus grande que la tension superficielle l'est.

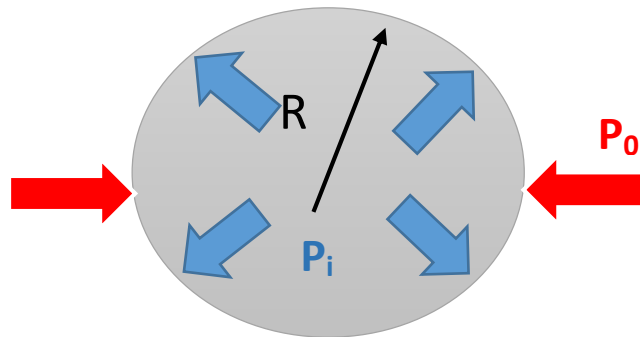


Figure 1.6- Schématisation des pressions au niveau d'une bulle.

La loi de Laplace permet de calculer la différence de pression $\Delta P = p_i - p_0$ en fonction du rayon R la tension superficielle γ .

Si on augmente le rayon de la bulle de dR son volume augmentera de

$$dV = S \cdot dr = 4\pi R^2 \cdot dR \quad (1.5)$$

Le travail des forces de pression au cours de cette opération est :

$$\delta W_i = p_i \cdot 4\pi R^2 \cdot dR \quad (1.6)$$

$$\delta W_0 = p_0 \cdot 4\pi R^2 \cdot dR \quad (1.7)$$

L'expression du travail total est donc :

$$\delta W = (p_i - p_0) 4\pi R^2 \cdot dR \quad (1.8)$$

Maintenant on peut faire l'égalité avec le travail des tensions de surface :

$$\delta W = \gamma \cdot dS \quad (1.9)$$

Ou encore :

$$\gamma \cdot dS = (p_i - p_0)4\pi R^2 \cdot dR \quad (1.10)$$

Avec $S = 4\pi R^2$ et $dS = 8\pi R \cdot dR$

Il s'ensuit:

$$\Delta p = (p_i - p_0) = \frac{2\gamma}{R} \quad (1.11)$$

On voit donc que la surpression Δp est une fonction inverse du rayon de la bulle R.

1.4 Mouillage et angle de contact

On parle de mouillage pour désigner la forme qu'un liquide a tendance à prendre en contact avec la surface d'un solide, un tel comportement est dû aux interactions moléculaires entre les molécules du liquide, le solide et le gaz à l'interface des trois milieux.

A l'échelle macroscopique, ces interactions sont modélisées par le phénomène des tensions superficielles. Ces forces agissent de telle sorte à diminuer la surface de contact entre deux milieux différents. Pour modéliser un tel phénomène il est impératif de faire intervenir la notion d'angle de contact θ comme on le voit sur la figure 1.7.

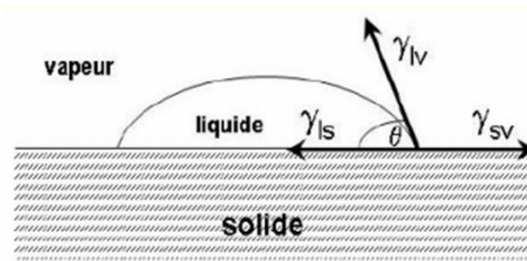


Figure 1.7- Mouillage d'une paroi solide [18]

Les paramètres à prendre en compte sont donc :

- γ_{sl} la tension superficielle entre le solide et le liquide.
- γ_{ls} la tension superficielle entre le liquide et le solide.
- γ_{lv} la tension superficielle entre le liquide et la vapeur.

L'équilibre de la goutte peut ainsi s'exprimer par projection :

$$\gamma_{sv} = \gamma_{ls} + \gamma_{lv} \cos\theta \quad (1.12)$$

$$\cos\theta = \frac{\gamma_{sv} - \gamma_{ls}}{\gamma_{lv}} \quad (1.13)$$

Ainsi pour une goutte sur une surface plane horizontale, il peut y'avoir trois configurations :

- La goutte peut s'étaler pour $\theta = 0$, on parle de mouillage parfait du solide par le liquide.
- La goutte peut former une lentille avec deux cas possibles :

Pour $\theta < 90^\circ$ le liquide mouille imparfaitement le solide.

Pour $\theta > 90^\circ$ on dit que le liquide ne mouille pas le solide.

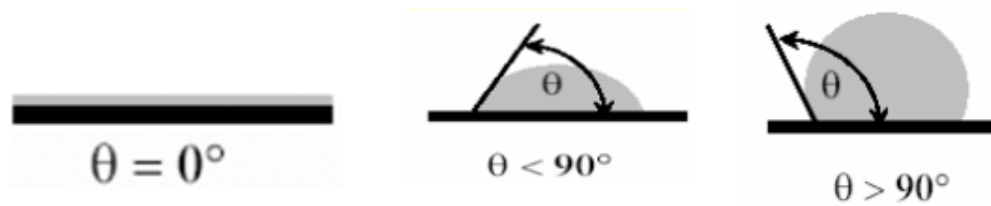


Figure 1.8- Différentes configurations de mouillage. [18]

Ainsi l'angle de contact est d'autant plus grand que le liquide n'est pas mouillant.

1.4.1 La mouillabilité en ébullition

La mouillabilité de surface a des effets significatifs sur l'ébullition nucléée à savoir la croissance et le détachement des bulles, en effet près de la ligne triple appelée aussi ligne de contact, le fort débit d'évaporation du liquide pourrait modifier la courbure de l'interface liquide vapeur entraînant donc le changement d'angle de contact.

A cause de l'angle de contact, la ligne triple s'élargit et se rétrécit durant la croissance de la bulle, les forces agissant sur la bulle dépendent de l'angle de mouillage, cela revient à dire que le détachement des bulles dépend fortement de la mouillabilité.

1.5 Etude thermodynamique d'une bulle de vapeur dans un fluide surchauffé

Considérons un système constitué d'un fluide pur maintenu à une température et une pression constantes (T_0, p_0) , et au sein duquel se forme un embryon de vapeur.

A l'équilibre thermodynamique, les deux phases liquide et vapeur doivent être à la même température $T_0 = T_{ve}$. Pour exprimer l'état d'équilibre, on utilise souvent l'enthalpie libre massique « \bar{g} » qui est reliée directement au volume massique par la relation :

$$\left. \frac{\partial \bar{g}}{\partial p} \right|_T = v \quad (1.14)$$

(La démonstration de cette relation est donnée en annexe A).

Ainsi l'enthalpie libre massique de la phase liquide est obtenue en assimilant celle-ci à un fluide incompressible ($v=cste$).

$$\int_{\bar{g}_{sat}}^{\bar{g}_l} d\bar{g} = v_l \int_{p_{sat}}^{p_0} dp \quad (1.15)$$

Ce qui donne :

$$\bar{g}_l = \bar{g}_{sat} + v_l(p_0 - p_{sat}(T_0)) \quad (1.16)$$

Concernant l'enthalpie libre massique de la phase vapeur, elle peut être exprimée en assimilant la vapeur à un gaz parfait et en utilisant la loi d'état :

$$\int_{\bar{g}_{sat}}^{\bar{g}_g} d\bar{g} = \bar{R}T_0 \int_{p_{sat}}^{p_g} \frac{dp}{p} \quad (1.17)$$

Ce qui fait:

$$\bar{g}_{ve} = \bar{g}_{sat} + \bar{R}T_0 \ln\left(\frac{p_{ve}}{p_{sat}}\right) \quad (1.18)$$

Pour que la bulle de vapeur soit en équilibre il faut que les potentiels chimiques soient égaux $g_l = g_{ve}$ soit :

$$\bar{R}T_0 \ln\left(\frac{p_{ve}}{p_{sat}}\right) = v_l(p_0 - p_{sat}(T_0)) \quad (1.19)$$

Ceci permet d'exprimer la pression de la vapeur à l'équilibre :

$$p_{ve} = p_{sat}(T_0) \exp\left(\frac{v_l(p_0 - p_{sat}(T_0))}{\bar{R}T_0}\right) \quad (1.20)$$

En injectant la formule de Young-Laplace :

$$p_{ve} = p_{sat}(T_0) \exp\left(\frac{v_l \left(p_{ve} - \frac{2\gamma}{R_e} - p_{sat}(T_0) \right)}{\bar{R}T_0}\right) \quad (1.21)$$

Dans la plupart des cas rencontrés, $(p_{ve} - p_{sat}(T_0))$ est très faible devant $\frac{2\gamma}{R_e}$, l'équation 1.21 se réduit donc en :

$$p_{ve} = p_{sat}(T_0) \exp\left(\frac{-2v_l\gamma/R_e}{\bar{R}T_0}\right) \quad (1.22)$$

On voit bien que l'écart entre la pression de la vapeur au sein de la bulle à l'équilibre p_{ve} et la pression de saturation correspondant à la température T_0 décroît très rapidement avec la taille des bulles.

Le rayon de la bulle de vapeur est donné généralement par la relation :

$$R_e = \frac{2\gamma}{-\frac{\bar{R}T_0}{v_l} \ln\left(\frac{p_{ve}}{p_{sat}(T_0)}\right) - p_{sat}(T_0) + p_{ve}} \quad (1.23)$$

Ou encore :

$$R_e = \frac{2\gamma}{p_{ve} - p_0} = \frac{2\gamma}{p_{sat}(T_0) \exp\left(\frac{v_l(p_0 - p_{sat}(T_0))}{\bar{R}T_0}\right) - p_0} \quad (1.24)$$

De même, quand $(p_{ve} - p_{sat}(T_0))$ est très faible devant $\frac{2\gamma}{R_e}$, l'expression du rayon devient :

$$R_e = \frac{2\gamma v_l}{-\bar{R}T_0 \ln\left(\frac{p_{ve}}{p_{sat}(T_0)}\right)} \quad (1.25)$$

Maintenant appliquons la relation de Clapeyron :

$$\left.\frac{dp}{dT}\right|_{sat} = \frac{h_{fg} \rho_l \rho_v}{T_{sat}(p)(\rho_l - \rho_v)} \quad (1.26)$$

(Démonstration en Annexe A).

Par intégration de cette équation entre les points $(p_0, T_{sat}(p_0))$ et $(p_{sat}(T_0), T_0)$:

$$p_{sat}(T_0) - p_0 = \frac{h_{fg} \rho_l \rho_v}{(\rho_l - \rho_v)} \ln\left(\frac{T_0}{T_{sat}(p_0)}\right) \quad (1.27)$$

En utilisant l'équation de Kelvin Laplace : (voir annexe A)

$$\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_l} (p_{sat} - p_0) = \frac{2\gamma}{R_e} \quad (1.28)$$

Ce qui fait:

$$h_{fg} \rho_v \ln \left(\frac{T_0}{T_{sat}(p_0)} \right) = \frac{2\gamma}{R_e} \quad (1.29)$$

En faisant un développement limité au voisinage de $T_{sat}(p_0)$:

$$\frac{2\gamma}{R_e} = h_{fg} \rho_v \frac{T_0 - T_{sat}(p_0)}{T_{sat}(p_0)} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{T_0 - T_{sat}(p_0)}{T_{sat}(p_0)} + \frac{1}{3} \left(\frac{T_0 - T_{sat}(p_0)}{T_{sat}(p_0)} \right)^2 - \dots \right) \quad (1.30)$$

On peut simplifier cette expression quand le rapport $\frac{T_0 - T_{sat}(p_0)}{T_{sat}(p_0)}$ soit très petit devant 1

Ainsi on aboutit finalement à :

$$T_0 - T_{sat}(p_0) = \frac{2\gamma T_{sat}(p_0)}{h_{fg} \rho_v R_e} \quad (1.31)$$

Le rayon de la bulle à l'équilibre est donc inversement proportionnel à la surchauffe du liquide ($\Delta T = T_0 - T_{sat}$) [19].

1.6 Dynamique des bulles

Au cours de la croissance de la bulle, elle est soumise à plusieurs forces de natures différentes, son détachement a lieu lorsque le bilan de ces forces n'est plus vérifié, il est donc très important de quantifier les forces agissant sur la bulle afin de prédire son détachement de la paroi. Ces forces sont classées en catégories : forces statiques et forces dynamiques. [20]

1.6.1 Forces statiques

Ces forces correspondent aux efforts qui s'appliquent sur la bulle même quand elle est immobile, ça inclut le poids de la bulle, la poussée d'Archimède, la force capillaire, et la force de pression de contact.

1.6.1.1 Force de flottabilité

Cette force regroupe à la fois le poids de la bulle et la poussée d'Archimède, elle s'exprime par la somme des projections de ces deux forces comme étant :

$$F_f = (\rho_l - \rho_v) g V_b \quad (1.32)$$

1.6.1.2 Force de pression de contact

Comme la vapeur est en surpression et est en contact avec la paroi, elle est soumise à la réaction de la paroi agissant sur la surface de contact entre la paroi et la bulle, une telle force est appelée force de pression de contact, elle a fait l'objet de recherches de plusieurs physiciens

et plusieurs relations empiriques ont été obtenues. L'expression établie par Klausener de cette force est donnée dans l'équation 1.33 [20].

$$F_{pc} = \pi R_b^2 \frac{2\gamma}{R} \quad (1.33)$$

1.6.1.3 Force de tension superficielle

Comme on l'a vu précédemment, une bulle en contact avec une paroi solide fait intervenir trois types de forces de tension superficielle entre les différentes phases, à savoir liquide-vapeur, liquide-solide, et solide-vapeur, en supposant que la bulle est symétrique, la projection sur la normale à la paroi de ces forces appliquées à la ligne triple est donnée par l'expression :

$$F_\gamma = -2\pi R_b \gamma \sin(\theta) \quad (1.34)$$

Avec θ étant l'angle de contact.

R_b est le rayon de la surface de projection de la bulle sur la paroi

1.6.2 Forces dynamiques

Les forces dynamiques sont liées au mouvement de la bulle, ça inclut la force d'inertie, et la force de trainée.

1.6.2.1 Force d'inertie

Cette force est due à la variation du volume de la bulle qui va engendrer un déplacement au niveau du liquide, Duhar (2003) a exprimé la force d'inertie sur la paroi par l'expression. (1.35) [21]

$$F_i = -\frac{11}{16} \rho_l \frac{d}{dt} (V u_g) + \frac{3}{32} \rho_l \frac{d^2}{dt^2} (RV) \quad (1.35)$$

Où u_g représente la vitesse du centre de gravité de la bulle suivant l'axe perpendiculaire à la paroi.

1.6.2.2 Force de trainée :

La force de trainée est la projection de la résultante de la force de frottement tangentielle et la force de pression normale selon la direction du mouvement, elle s'exprime par la relation :

$$F_{tr} = \frac{1}{2} C_{tr} \rho_l A_{pb} v_g^2 \quad (1.36)$$

C_{tr} représente le coefficient de trainée.

A_{pb} est la surface projetée de la bulle.

Remarque

Les expressions des forces données précédemment sont des expressions générales approximatives, car il est très compliqué d'exprimer les relations exactes donnant les forces agissant sur la bulle, d'ailleurs plusieurs auteurs donnent des expressions différentes selon les

hypothèses posées et les termes négligés, d'ailleurs la bulle est supposée sphérique dans tous les cas durant sa croissance, ce qui n'est pas forcément le cas. [22]

1.6.3 Diamètre de détachement de la bulle

La plupart des auteurs prédisent que le détachement (ou la migration) des bulles se produit quand le bilan des forces (statiques et dynamiques) exprimées précédemment n'est plus vérifié $\sum F = 0$, plusieurs travaux expérimentaux ont été faits pour déterminer le diamètre de détachement selon la nature de la paroi, la nature de fluide, l'angle d'inclinaison de la paroi, les conditions thermodynamiques.

Plusieurs expressions de diamètres de détachement rencontrées dans la littérature sont différentes à cause des diverses hypothèses posées concernant l'importance relative de certaines forces par rapport à d'autres, cependant d'une manière générale le diamètre de détachement est

proportionnel à $\sqrt{\frac{\gamma}{g(\rho_l - \rho_v)}}$ [23].

$$D_d \propto \sqrt{\frac{\gamma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (1.37)$$

D'ailleurs ce résultat est facilement vérifiable si on fait le bilan entre la force de tension superficielle qui a tendance à maintenir la bulle sur la surface, et la force de flottabilité agissant de tel sorte à soulever la bulle et l'éloigner de la paroi.

1.7 Nucléation hétérogène et facteur d'énergie

Les observations expérimentales ont montré que les bulles de vapeur ont tendance plus à se former sur les parois plutôt qu'au sein du liquide, la nucléation dans ce cas est dite hétérogène vu que les bulles se forment sur une partie solide [19] [22]

1.7.1 Nucléation sur une paroi lisse

Pour des raisons simplificatrices, on s'intéresse dans cette partie à étudier la formation des bulles au niveau d'une paroi plane et lisse, pour cela considérons un système d'un liquide pur maintenu à une température et pression constantes ($T = T_0, p = p_0$) dans un récipient dont la paroi plane est supposée parfaitement lisse. On s'intéresse donc à étudier les conditions d'apparition d'un embryon de vapeur sur cette paroi à l'équilibre avec la phase liquide.

La bulle de vapeur à la surface paroi est assimilée à une calotte sphérique dont la ligne triple est caractérisée par un angle de contact θ .

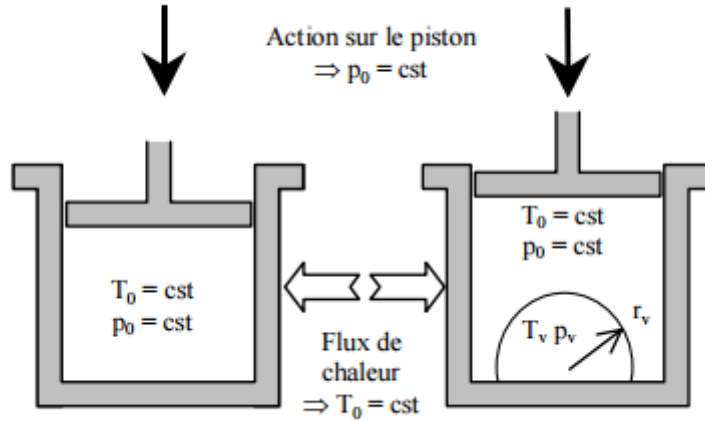


Figure 1.9- Système thermodynamique considéré pour la formation d'un embryon de vapeur.
[19]

La bulle étant à l'équilibre, la température de la phase vapeur et la phase liquide sont identiques ($T_{ve} = T_0$)

Le volume de l'embryon s'exprime en fonction de l'angle de l'interface liquide vapeur comme :

$$V_v = \frac{1}{3} \pi r^3 (2 + 3 \cos(\theta) - \cos^3(\theta)) \quad (1.38)$$

La surface de l'interface liquide-vapeur s'exprime comme :

$$S_{lv} = 2\pi r_v^2 (1 + \cos(\theta)) \quad (1.39)$$

Quant à la surface de l'interface solide-vapeur, elle est donnée par :

$$S_{sv} = \pi r_v^2 (1 - \cos^2(\theta)) \quad (1.40)$$

L'enthalpie libre correspondant à la nucléation s'exprime comme étant la somme :

$$G = V_v G_v + S_{lv} \gamma_{lv} + (\gamma_{sv} - \gamma_{sl}) S_{sv} \quad (1.41)$$

Or à l'équilibre :

$$\gamma_{sv} = \gamma_{sl} + \gamma_{lv} \cos(\theta) \quad (1.42)$$

$$G = V_v G_v + S_{lv} \gamma_{lv} + \gamma_{lv} \cos(\theta) S_{sv} \quad (1.43)$$

En remplaçant les différents termes :

$$G = \frac{1}{3}\pi r_v^3(2 + 3 \cos(\theta) - \cos^3(\theta))G_v + 2\pi r_v^2(1 + \cos(\theta))\gamma_{lv} + \gamma_{lv} \cos(\theta)\pi r_v^2(1 - \cos^2(\theta)) \quad (1.44)$$

$$G = \left(\frac{4}{3}\pi r_v^3 G_v + 4\pi r_v^2 \gamma_{lv}\right) \cdot \left(\frac{2 + 3 \cos(\theta) - \cos^3(\theta)}{4}\right) \quad (1.45)$$

On rappelle que $\frac{4}{3}\pi r_v^3 G_v + 4\pi r_v^2 \gamma_{lv}$ correspond à l'enthalpie libre pour la nucléation homogène on peut donc écrire :

$$G_{heterogène} = G_{homogène} \cdot F(\theta) \quad (1.46)$$

Avec :

$$F_e(\theta) = \left(\frac{2 + 3 \cos(\theta) - \cos^3(\theta)}{4}\right) \quad (1.47)$$

Le facteur $F(\theta)$ est appelé facteur d'énergie, il exprime le rapport entre l'énergie de nucléation hétérogène et l'énergie de nucléation homogène, compris dans l'intervalle $0 < F(\theta) < 1$. Cela signifie que l'énergie nécessaire à la nucléation homogène est plus importante que l'énergie nécessaire à la nucléation hétérogène, c'est ce qui explique que les bulles se forment préférentiellement sur la paroi qu'au sein du liquide. [19]

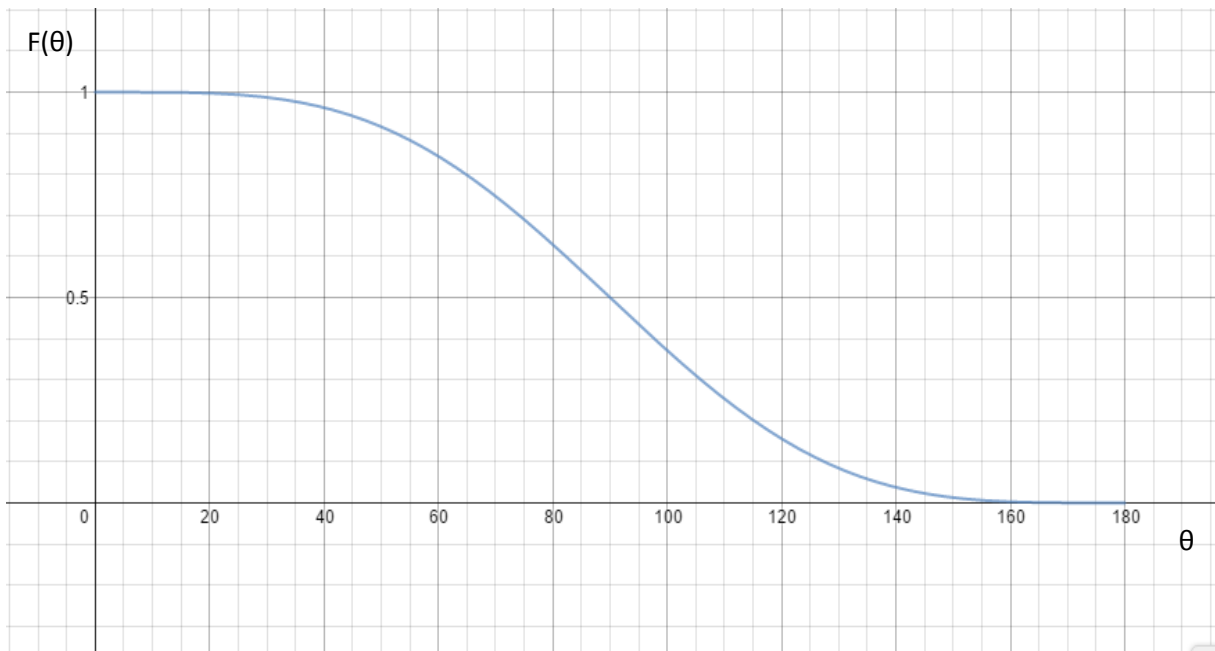


Figure 1.10- Représentation graphique du facteur d'énergie.

1.8 Conclusion

Le mécanisme d'ébullition est un thème très vaste et dont l'étude nécessite la maîtrise de plusieurs concepts physiques. C'est cette particularité de faire intervenir plusieurs paramètres qui le rend très compliqué et pousse actuellement les chercheurs à continuer de travailler sur ce domaine aussi bien en théorie qu'en expérimental.

On a essayé dans ce chapitre de traiter un bon nombre de notions relatives à la nucléation, dans le but de mieux comprendre ce processus et de se servir de certaines notions pour étudier les transferts de chaleur en ébullition qui sera l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 2 : Transferts thermiques en ébullition

Depuis le siècle dernier, les chercheurs ont compris l'importance des transferts thermiques en ébullition et ont cherché à l'étudier en développant des théories sur le mécanisme des transferts, mais vu la complexité des paramètres mis en jeu, c'est sur le plan expérimental que les recherches sur ce domaine ont le plus évolué.

Dans ce chapitre, la courbe caractéristique d'ébullition est analysée. Les différentes corrélations utilisées pour chaque régime sont présentées, suivies par une revue sur l'influence des différents paramètres sur la courbe d'ébullition et dont certains seront étudiés dans la partie expérimentale.

Mais avant, il est nécessaire de se familiariser avec la notion de couche limite thermique, qui est un concept de base pour comprendre le mécanisme des transferts au voisinage absolu d'une paroi chauffante.

2.1 Notion de couche limite

Le concept de la couche limite est essentiel pour la compréhension du transfert de chaleur par convection entre une surface et un fluide. Dans cette section, les variations de vitesse et de températures sont décrites selon toute la couche et leurs relations avec le coefficient de frottement ainsi que le coefficient de transfert de chaleur par convection h .

Afin de mieux comprendre la notion de couche limite, considérons l'exemple d'un écoulement d'un fluide à une vitesse uniforme V_∞ , parallèlement à une paroi plane imperméable et immobile.

Au voisinage de la paroi, il se crée un gradient de vitesse dû à la viscosité du fluide et la continuité de la vitesse à la paroi (vitesse nulle à l'interface)

Ce gradient de vitesse au voisinage de l'interface conduit à une structure dite de couche limite

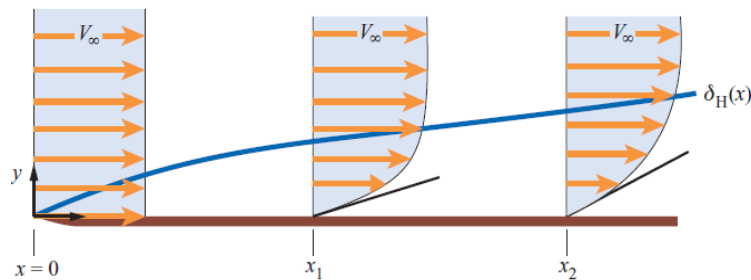


Figure 2.1- Couche limite hydrodynamique lors d'un écoulement laminaire au-dessus d'une plaque fixe [23]

Pour notre étude, on s'intéresse à la couche limite thermique, c'est-à-dire au profil des températures et l'expression de coefficient de transfert convectif dans la couche.

2.1.1 La couche limite thermique

Quand la température du fluide et celle de la surface libre sont différentes, une couche limite thermique se développe au voisinage de la région surface-fluide.

Considérons un écoulement suivant une plaque plane isotherme. Au bord d'attaque, la température a un profil uniforme avec $T(y) = T_\infty$. Cependant, les particules de fluides qui entrent en contact avec la plaque atteignent un état d'équilibre thermique sur sa surface. A leur tour, ces particules échangent de l'énergie avec celles de la couche du fluide adjacente et des gradients de températures se forment au niveau du fluide.

La région du fluide où ces gradients de températures existent est appelée « couche limite thermique » son épaisseur est notée δ_t , cette épaisseur est définie comme étant la valeur de y pour laquelle le rapport $\frac{T_w - T}{T_w - T_\infty} = 0.99$.

En s'éloignant du bord d'attaque, les effets de transfert de chaleur pénètrent dans l'écoulement et la couche limite s'agrandit.

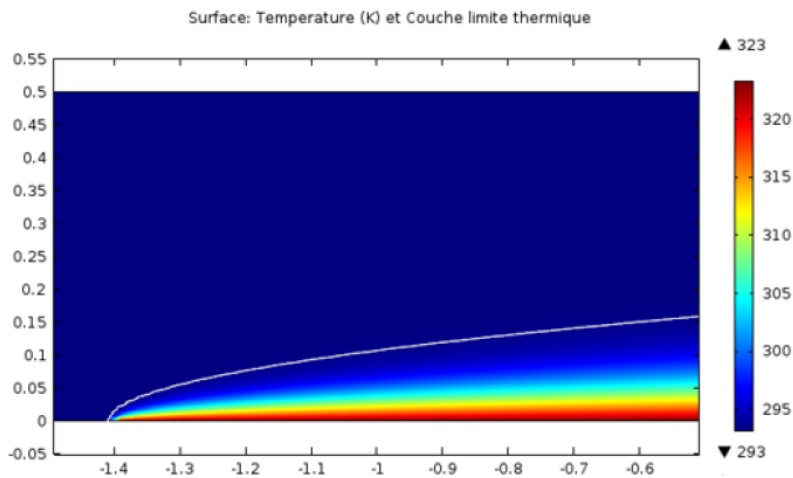


Figure 2.2- Couche limite thermique dans un écoulement d'air au-dessus d'une plaque chauffante. Simulation sous COMSOL.

La relation entre le flux de chaleur et le gradient de température peut être obtenue à n'importe quelle distance x en utilisant la loi de Fourier :

$$q_s = -k_l \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (2.1)$$

L'indice s indique qu'il s'agit du flux de chaleur surfacique

Chapitre 2 : Transferts thermiques en ébullition

En appliquant la loi de Newton, l'expression du flux de chaleur en convection est la suivante :

$$q_s = h (T_w - T_\infty) \quad (2.2)$$

En combinant les deux équations :

$$h = \frac{-k_l \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0}}{T_w - T_\infty} \quad (2.3)$$

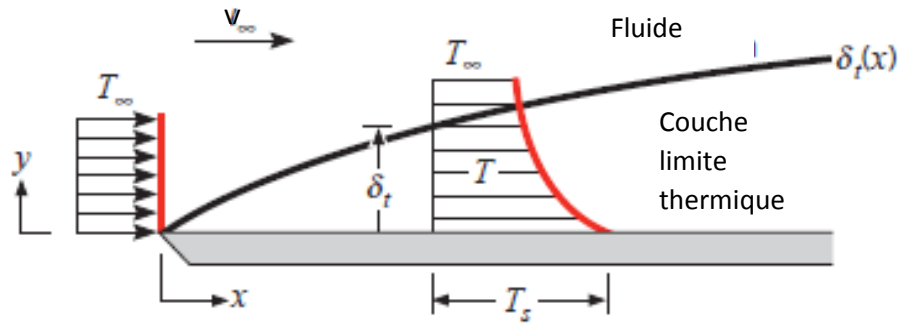


Figure 2.3- Evolution du profil de température dans la couche limite. [24]

Comme la différence de température ($T_w - T_\infty$) est constante et est indépendante de x , et que δ_t augmente en fonction de x , le gradient de température dans la couche limite doit alors décroître quand x augmente.

Sachant que le flux de chaleur et le coefficient de transfert par convection varient selon surface, le flux de chaleur total peut être obtenu en intégrant le flux local selon toute la surface d'échange :

$$\dot{Q} = \int_{A_S} q \, dA_S \quad (2.4)$$

Ou par convection :

$$\dot{Q} = (T_w - T_\infty) \int_{A_S} h \, dA_S \quad (2.5)$$

En définissant un coefficient de convection moyen \bar{h} on peut écrire que le flux de chaleur total est donné par :

$$\dot{Q} = \bar{h} A_S (T_w - T_\infty) \quad (2.6)$$

Ainsi en combinant les équations (2.5) et (2.6) :

$$\bar{h} = \frac{1}{A_S} \int_{A_S} h \, dA \quad (2.7)$$

2.2 Courbe de Nukiyama

Afin de reconnaître les différents régimes d'ébullition, Nukiyama [1] a réalisé sa fameuse expérience en 1934 en immergeant un fil à l'intérieur d'un bain de liquide. Ce bain étant à la température de saturation correspondant à la pression de l'expérience. Le fil est traversé par un courant d'intensité I , le phénomène d'ébullition se produit ainsi sur le fil.

L'expérience consiste à chauffer le fil en augmentant progressivement la puissance électrique, en effet la puissance électrique est directement liée au flux de chaleur par la relation:

$$P = UI = q \cdot \pi DL \quad (2.8)$$

D et L sont respectivement le diamètre et la longueur du fil. Nukiyama a par la suite présenté graphiquement la variation du flux thermique surfacique du fil en fonction de la surchauffe donnée par :

$$\Delta T_{sat} = T_w - T_{sat} \quad (2.9)$$

Une telle courbe est appelée courbe d'ébullition ou courbe de Nukiyama.

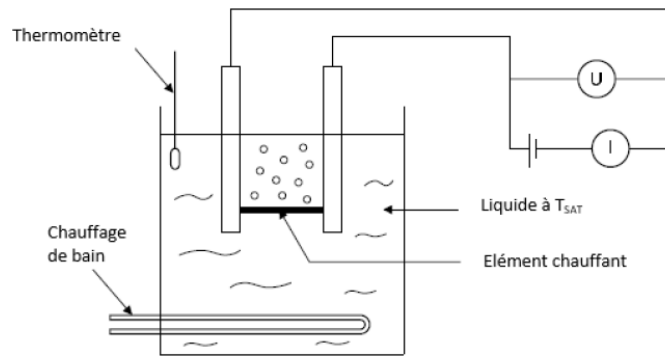


Figure 2.4- Dispositif expérimental de Nukiyama. [1]

Pour un fil en Nichrome, Nukiyama a obtenu la courbe AC de la figure 2.5

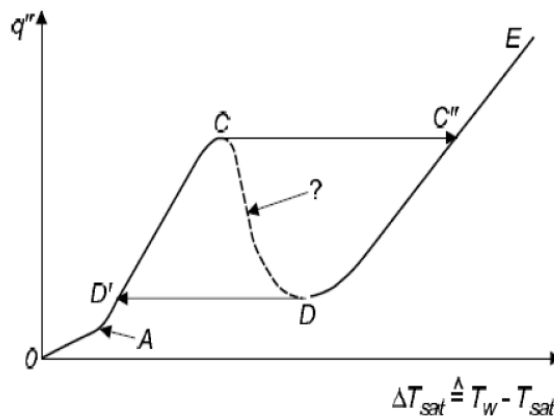


Figure 2.5- Courbe obtenue par Nukiyama. [1]

Chapitre 2 : Transferts thermiques en ébullition

Au point C, le fil atteint une température de 1400°C ce qui correspond à la température de fusion de Nichrome, le fil s'est donc rompu. Pour aller plus loin, Nukiyama a remplacé le fil en Nichrome par un fil en Platine dont la température de fusion est de 1768°C.

En diminuant la puissance électrique, Nukiyama a réussi à obtenir la courbe ED puis un saut brutal vers le point D' (figure 2.5).

Les résultats de Nukiyama permettaient donc de conclure que la branche CD était instable, elle ne peut être représentée qu'en imposant les valeurs de température, c'est ce qui a été fait par Drew et Mueller [25], pour tracer finalement une courbe d'ébullition complète (figure 2.6).

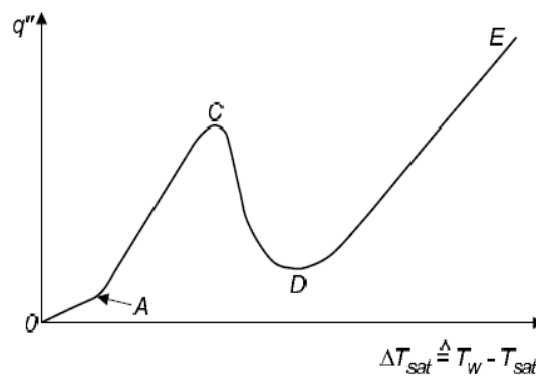


Figure 2.6- Courbe de Nukiyama complétée par Drew et Mueller [25]

2.3 Régimes de transferts thermiques en ébullition

On considère dans cette partie un paroi plane chauffée à une température T_w sur laquelle se produit la nucléation, la courbe d'ébullition correspondant est donnée par la figure 2.7 :

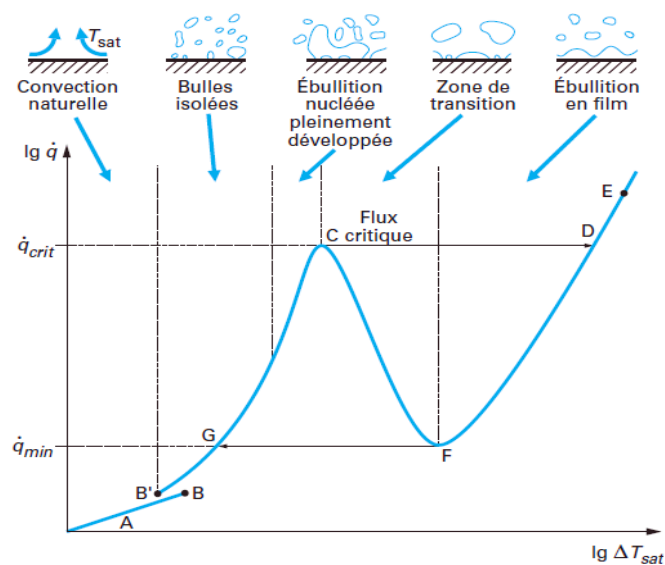


Figure 2.7- Courbe d'ébullition. [26]

On identifie plusieurs phases sur la courbe représentant les différents régimes d'ébullition à savoir :

2.3.1 Régime de convection naturelle

Dans la zone AB, les densités de flux sont relativement faibles, la température à la paroi est insuffisante pour déclencher la nucléation, la chaleur due au gradient de température est donc transférée par convection naturelle. Le flux de chaleur augmente lentement en fonction de la surchauffe.

2.3.2 Régime d'ébullition nucléée

Ce régime correspond à l'apparition des bulles de vapeur au point B' : les premières bulles commencent à apparaître sur des points préférentiels de la surface chauffante (imperfections sur la surface, petites cavités). La fréquence de formation de bulles augmente au fur et à mesure qu'on se déplace vers le point C sur la courbe de Nukiyama [1].

Le régime d'ébullition nucléée peut être séparé en deux phases distinctes. Sur l'arc B'-G, quelques bulles sont formées isolément en quelques points de la surface chauffante. Cependant, elles sont dissipées dans le liquide peu après leur formation. L'espace libéré par les bulles est occupé de nouveau par le liquide au voisinage de la surface et le processus est répété.

L'agitation causée par l'entraînement du liquide près de la surface est responsable de l'augmentation du coefficient de transfert thermique et du flux de chaleur dans cette région d'ébullition nucléée.

Sur l'arc G-C, la température de la surface est augmentée davantage. Les bulles sont formées à une fréquence beaucoup plus élevée et à un nombre plus grand de sites et forment ainsi plusieurs colonnes continues de vapeur dans le liquide par la coalescence des bulles qui interagissent entre elles, cette formation de poches de vapeur correspond au régime d'ébullition pleinement développée.

2.3.3 Point critique

Au niveau du point C, la quantité de vapeur formée devient très importante, elle empêche le liquide de remouiller la paroi et la refroidir, il y'a une augmentation brusque de la surchauffe du point C vers le point D. Il est à noter que la température au point D est très importante, si elle dépasse la température de fusion de la paroi ; ça la détruit.

Le point C est appelé point critique, et le flux de chaleur qui lui est associé est appelé flux critique : c'est le flux maximal en régime d'ébullition qui ne cause pas de dommages pour la paroi.

On retrouve souvent dans la littérature que le point C est appelé « crise d'ébullition » [17].

2.3.4 Ebullition en film

A partir du point D, il y'a apparition d'un nouveau régime appelé « ébullition en film » la paroi est recouverte d'un film de vapeur (de quelques centaines de μm). Dans ce régime, le transfert thermique se fait par conduction suivant tout le film de vapeur provoquant une vaporisation à l'interface accompagnée par de grosses bulles de vapeurs qui quittent l'interface périodiquement.

De plus que le transfert thermique par conduction, il y'a une contribution importante d'un transfert thermique par rayonnement vu que la température à la paroi devient très importante (de l'ordre de plusieurs centaines de degrés Celsius au point E) [17].

Il est possible de prolonger la courbe d'ébullition en film en diminuant le flux. Ce régime est maintenu stable pour des densités de flux bien inférieures au flux critique suivant la ligne EF, jusqu'au flux minimal correspondant au point F. Si le flux est encore abaissé au point F, le régime devient instable et on passe directement à l'ébullition nucléée au point G.

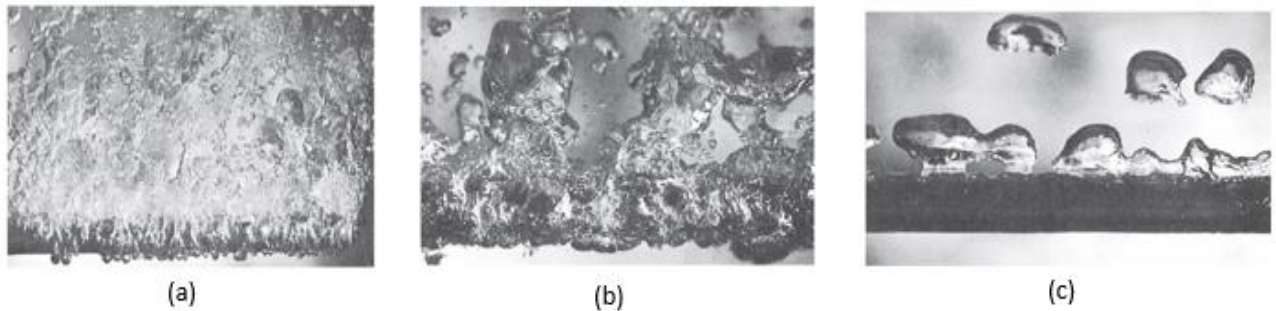


Figure 2.8- Photographies de mouvement et de formation de bulles dans différents régimes d'ébullition. (a) ébullition nucléée (b) ébullition de transition (c) ébullition en film. [23]

2.4-Corrélations utilisées pour les régimes d'ébullition

Cette partie est consacrée aux différentes lois qui régissent chaque régime de la courbe d'ébullition ainsi que les corrélations qui y sont associées. Ces lois dépendent de plusieurs paramètres qu'on va présenter, mais aussi de la géométrie de la partie chauffante. En effet les transferts thermiques sur une paroi plane et un tube cylindrique sont différents ; on s'intéresse ici au cas d'une plaque horizontale pour rester en accord avec la partie expérimentale où l'ébullition se fait sur une plaque plane circulaire.

2.4.1 Convection naturelle sur une plaque horizontale

On définit tout d'abord pour une plaque horizontale une longueur caractéristique L donnée par le rapport :

$$L = \frac{A}{Per} \quad (2.10)$$

Où A représente l'aire de la plaque chauffante

Et Per le périmètre de la plaque

Chapitre 2 : Transferts thermiques en ébullition

Quand la plaque est surmontée par un liquide, il y'a un transfert thermique par convection naturelle ou convection libre, ce transfert est donné par la loi de Newton.

$$\dot{Q} = h A \Delta T_w \quad (2.11)$$

Le coefficient de convection naturelle peut être calculé à partir des corrélations de Mc Adams [27]

$$Nu = 0.54 Ra^{\frac{1}{4}} \quad \text{pour } 10^4 < Ra < 10^7 \quad (2.12)$$

$$Nu = 0.15 Ra^{1/3} \quad \text{pour } 10^7 < Ra < 10^{11} \quad (2.13)$$

Ra est le nombre de Rayleigh, c'est un nombre adimensionnel caractérisant le transfert thermique. Il exprime le transfert prédominant entre la conduction et la convection naturelle, il est donné par l'expression :

$$Ra = \frac{g \beta_l \Delta T_w L^3}{(\alpha \nu)_l} = Gr.Pr \quad (2.14)$$

α_l et β_l représentent respectivement la diffusivité thermique et le coefficient de dilatation thermique du liquide et ν la viscosité cinématique du liquide.

Gr et Pr représentent respectivement le nombre de Grashof et le nombre de Prandtl

Ainsi connaissant le nombre de Nusselt, il est possible de déterminer le coefficient de convection naturelle h en utilisant la relation :

$$Nu = \frac{h L}{k_l} \quad (2.15)$$

Avec k_l la conductivité thermique du liquide.

2.4.2 Ebullition nucléée

Il est à noter que les bulles de vapeur n'apparaissent pas directement sur la paroi lorsque sa température T_w atteint la température de saturation T_{sat} , sous l'effet des tensions superficielles.

La surchauffe pour laquelle il y'a déclenchement d'ébullition est donnée approximativement par la relation 2.16 [28]

$$T_w - T_{sat} = \frac{2\gamma T_{sat}}{r_{cav} h_{fg} \rho_{vap}} \quad (2.16)$$

Chapitre 2 : Transferts thermiques en ébullition

Où r_{cav} représente le rayon de la cavité dans laquelle la nucléation est amorcée. Il dépend de la nature du fluide par exemple il est de l'ordre de $5\mu\text{m}$ pour l'eau, $0.5\mu\text{m}$ pour les fluides organiques et les fluides réfrigérants et de 0.1 à $0.3\mu\text{m}$ pour les fluides cryogéniques sur du cuivre ou de l'aluminium [17].

On voit sur la courbe de Nukiyama que dans le régime d'ébullition nucléée le coefficient de transfert de chaleur h est clairement plus important que dans le régime de convection naturelle. Ceci s'explique par la destruction du film de liquide surchauffé en contact avec la paroi et l'agitation causée par l'entraînement du liquide ainsi que le pompage thermique provoqué par l'ascension des bulles.

En analogie avec le transfert thermique en monophasique, on définit un coefficient d'échange donné par le rapport entre la densité de flux et la différence de température entre la paroi et le liquide. Plusieurs corrélations existent pour estimer ce coefficient, on verra ici les corrélations les plus utilisées dans la bibliographie.

2.4.2.1 Relation de Rohsenow

Il s'agit de la plus connue des relations utilisées, Rohsenow [3] propose de déterminer le coefficient de transfert thermique en ébullition nucléée par le biais d'une corrélation entre le nombre de Nusselt, le nombre de Reynolds et le nombre de Prandtl.

La longueur caractéristique qui intervient dans le nombre de Reynolds et le nombre de Nusselt est proportionnelle au diamètre de détachement de la bulle trouvé à partir du bilan entre les forces de flottabilité et les forces de tensions interfaciales. Quant à la vitesse qui intervient dans le nombre de Reynolds, c'est la vitesse du liquide qui revient vers l'élément chauffant lorsque les bulles de vapeur s'échappent de cet élément. L'auteur a finalement obtenu la corrélation suivante :

$$\frac{c_l(T_w - T_{sat})}{h_{fg}} = C_{sf} \left[\frac{q}{\mu_f h_{fg}} \sqrt{\frac{\gamma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \right]^{0.33} \left(\frac{\mu_l c_l}{k_l} \right)^s \quad (2.17)$$

Ici c_l est la capacité thermique massique du liquide, μ_l la viscosité dynamique du liquide et ρ_l la masse volumique du liquide. Dans cette équation, toutes les propriétés physiques sont évaluées à la température de saturation correspondant à la pression locale.

Rohsenow [3] suggère de prendre $s = 1$ pour l'eau et $s = 1.7$ pour les autres fluides.

Le coefficient C_{sf} dépend du couple liquide-élément chauffant. Il varie de 0.003 à 0.015 , il est recommandé de faire des expériences pour sa détermination, en absence de résultats expérimentaux, il est généralement pris à 0.013 pour une première estimation.

2.4.2.2 Corrélation de Cooper

Etant donné la difficulté de l'utilisation de la corrélation de Rohsenow, Cooper [6] a proposé une corrélation dimensionnelle permettant l'estimation du coefficient d'échange de chaleur h .

$$h = \frac{q}{T_w - T_{sat}} = 40 p_R^{0.12 - \log(r_w)} (-\log(p_R))^{-0.55} M^{0.5} q^{2/3} \quad (2.18)$$

Où $p_R = \frac{p_{sat}}{p_c}$ est appelée pression réduite, exprimant le rapport entre la pression de saturation à laquelle est le fluide sur la pression critique du fluide.

M représente la masse molaire du fluide et r_w est la rugosité de la paroi (μm)

2.4.2.3 Corrélation de Stephan et Abdelsalam

En 1980, d'après un très grand nombre de résultats expérimentaux, Stephan et Abdelsalem [7] ont proposé une corrélation du nombre de Nusselt dont l'expression dépend de la nature du fluide, les termes de cette expression X_i sont donnés dans le tableau 2.1.

Pour l'eau :

$$Nu = 2,46 \cdot 10^6 X_1^{0.673} X_4^{-1.58} X_3^{1.26} X_8^{5.22} \quad (2.19)$$

Avec $10^{-4} \leq \frac{p}{p_c} \leq 0.886$ et pour $\theta = 45^\circ$

Pour les hydrocarbures :

$$Nu = 0.0546 (X_5^{0.5} X_1)^{0.67} X_8^{4.33} X_4^{0.248} \quad (2.20)$$

Avec $5,7 \cdot 10^{-3} \leq \frac{p}{p_c} \leq 0.9$ et pour $\theta = 35^\circ$

Pour les fluides cryogéniques :

$$Nu = 4.82 X_1^{0.624} X_7^{0.117} X_5^{0.257} X_3^{0.374} X_4^{-0.329} \quad (2.21)$$

Avec $4 \cdot 10^{-3} \leq \frac{p}{p_c} \leq 0.97$ et pour $\theta = 1^\circ$

Pour les fluides frigorigènes :

$$Nu = 207 X_1^{0.745} X_5^{0.581} X_6^{0.533} \quad (2.22)$$

Avec $3 \cdot 10^{-3} \leq \frac{p}{p_c} \leq 0.78$ et pour $\theta = 35^\circ$

Tableau 2.1- Définition des groupements adimensionnels des équations de Stephan et Abdelsalam. [7]

X_1	X_2	X_3	X_4	X_5	X_6	X_7	X_8
$\frac{q D_d}{T_{sat} k_l}$	$\frac{\alpha_l^2 \rho_l}{\gamma D_d}$	$\frac{c_{pl} T_{sat} D_d^2}{\alpha_l^2}$	$\frac{h_{fg} D_d^2}{\alpha_l^2}$	$\frac{\rho_v}{\rho_l}$	$\frac{\nu_l}{\alpha_l}$	$\frac{(\rho c_p k)_{sat}}{(\rho c_p k)_l}$	$\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_l}$

2.4.3 Flux critique

Quand on augmente la densité de flux thermique dans le régime d'ébullition nucléée, il y'a de plus en plus de poches de vapeur qui apparaissent sur la paroi chauffante. Le refroidissement de est assuré par le liquide qui redescend à chaque fois vers la paroi, mais quand les colonnes de vapeur deviennent importantes, le liquide est arrêté dans sa descente. On parle donc de crise d'ébullition auquel correspond un flux critique pour lequel il y'a disparition de tout contact entre le liquide et la paroi chauffante.

Zuber [29] a travaillé sur cette partie (flux critique d'ébullition). Il a présenté des corrélations dépendant de la géométrie de l'élément chauffant. On s'intéresse encore une fois dans notre cas à la plaque horizontale.

2.4.3.1 Plaque horizontale

Le flux thermique maximal correspondant à la crise d'ébullition pour une plaque horizontale est donné par la relation :

$$q_c = 0.149 h_{fg} \rho_v^{\frac{1}{2}} [\gamma(\rho_l - \rho_v)g]^{1/4} \quad (2.23)$$

Une telle corrélation est très précise quand les deux conditions suivantes sont respectées :

- La plaque doit être limitée par des parois verticales
- La plus petite dimension caractéristique de la plaque L doit être tel que :

$$L > 32.6 \left[\frac{\gamma}{(\rho_l - \rho_v)g} \right]^{1/2} \quad (2.24)$$

2.4.4 Ebullition en film

Pour des températures très élevées de la paroi chauffante, il y'a apparition d'un film stable de vapeur sur la paroi, ce film constitue la principale résistance thermique, et le problème de transfert de chaleur peut être traité d'une manière analogue à la condensation en film, c'est ce qui a facilité la recherche des corrélations. C'est Bromley [30] qui a fait les premières études expérimentales et analytiques.

2.4.4.1 Cas d'une plaque horizontale

Pour une plaque horizontale la corrélation suivante la plus utilisée est donnée par:

$$h = 0.425 \left[\frac{k_v^3 \rho_v (\rho_l - \rho_v) g h_{fg}^*}{\mu_v (T_w - T_{sat}) \left(\frac{\gamma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right)^{1/2}} \right]^{1/4} \quad (2.25)$$

Avec :

$$h_{fg}^* = h_{fg} \left[1 + 0.4 \frac{c_{pv}(T_w - T_{sat})}{h_{fg}} \right] \quad (2.26)$$

Remarque

Dans le régime d'ébullition en film, et au-delà d'une certaine température de la paroi (autour de 300°C) le rayonnement joue un rôle non négligeable dans le transfert thermique, il est possible de définir un coefficient de transfert de chaleur total donné par la relation :

$$h_{total} = h_{cv} + h_{ray} \quad (2.27)$$

Avec

$$h_{ray} = \frac{\varepsilon \sigma (T_w^4 - T_0^4)}{T_w - T_0} \quad (2.28)$$

σ est la constante de Stefan-Boltzmann ($5,6703 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$) ;

ε représente l'émissivité.

On pourra ainsi écrire que le flux total :

$$q_{total} = h_{total} \Delta T \quad (2.29)$$

2.4.4.2 Flux minimal de l'ébullition en film

Zuber [29] a étudié la stabilité des films de vapeur, et cherché la densité de flux de chaleur minimale au-dessous de laquelle la production de vapeur est insuffisante pour maintenir une absence de contact entre la paroi et le liquide. Pour une plaque horizontale, il a défini la corrélation :

$$q_{min} = 0.09 \rho_v h_{fg} \left[\frac{\gamma g (\rho_l - \rho_v)}{(\rho_l + \rho_v)^2} \right]^{1/4} \quad (2.30)$$

2.5 Effets paramétriques sur l'ébullition

2.5.1 Influence de la pression

Plusieurs résultats expérimentaux montrent que l'augmentation de la pression de saturation a tendance à décaler la courbe d'ébullition vers la gauche. Autrement dit, une augmentation de la pression entraîne une diminution de la surchauffe nécessaire à l'ébullition et donc une augmentation du coefficient d'échange (figure 2.9).

Chapitre 2 : Transferts thermiques en ébullition

Parmi plusieurs travaux faits dans ce domaine-là, on cite ceux de Cichelli et Bonilla [13] qui ont étudié l'influence de la pression sur les transferts thermiques en ébullition sur une paroi plane pour différents fluides comme l'eau, l'éthanol, le benzène et le propane. Ils ont observé cette diminution de surchauffe en fonction de l'augmentation de la pression. Nishikawa [15] a obtenu des résultats similaires en étudiant l'ébullition des fluides réfrigérants (R11, R21, R113, R114) sur une surface plane circulaire.

On explique un tel phénomène par la variation des propriétés caractéristiques du fluide en contact avec la paroi, une augmentation de pression de saturation signifie une augmentation de température de saturation. La tension superficielle est aussi sensible à la variation de la température. En effet une augmentation de température implique une diminution de la tension superficielle qui va donc s'opposer moins à la création de la phase vapeur. De plus il a été observé que l'augmentation de la pression augmente le rayon de la cavité dans laquelle la nucléation est amorcée, cela signifie que l'augmentation de la pression favorise l'augmentation de la densité de sites de nucléation actifs [15].

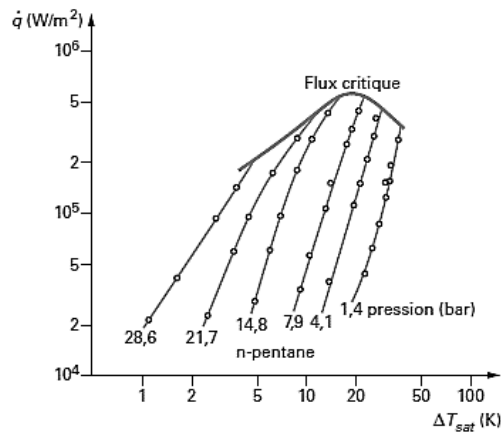


Figure 2.9- Influence de la pression de saturation sur la courbe d'ébullition [17]

D'autre part, le flux critique augmente en fonction de la pression tant que celle-ci est inférieure à un tiers de la pression critique, au-delà il décroît d'une manière remarquable [17].

2.5.2 Influence de l'état de surface

La rugosité a une influence importante sur le phénomène d'ébullition, une augmentation de rugosité fait déplacer la courbe d'ébullition à gauche, c'est-à-dire vers de faibles surchauffes, car la présence d'imperfections de surface favorise la formation des bulles sur la paroi.

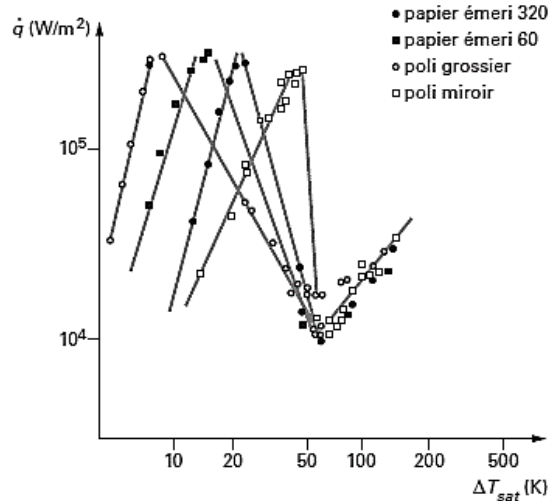


Figure 2.10- - Influence de l'état de surface sur la courbe d'ébullition. [17]

2.5.3 Influence de la mouillabilité de la surface

Une augmentation d'angle de contact à la paroi entre la phase liquide-vapeur a tendance à diminuer le flux critique d'ébullition sur la courbe de Nukiyama sans décaler la courbe vu que le régime d'ébullition en film (apparition de film de vapeur) est atteint plus rapidement quand la mouillabilité est importante [17].

2.5.3 Influence des gaz dissous

La présence des gaz dissous dans le liquide entraîne l'apparition des bulles de dégazage avant le déclenchement de l'ébullition nucléée, c'est ce qui augmente le coefficient de transfert de chaleur. [17]

2.5.4 Influence de l'orientation de la paroi

L'influence de l'orientation de la paroi est l'un des paramètres influençant sur l'ébullition nucléée auquel on va s'intéresser expérimentalement dans ce travail, pour cela il est important de revoir les résultats obtenus par les différents auteurs qui se sont intéressés à cet effet.

Plusieurs travaux ont été faits pour l'étude de l'orientation de la paroi chauffante sur l'ébullition nucléée, à commencer par les travaux de Storr [31] qui a étudié l'effet de la géométrie et de l'orientation de la surface chauffante sur l'ébullition nucléée en utilisant de l'eau. Il a noté une augmentation du coefficient d'échange de chaleur et une diminution de sites de nucléations en faisant varier l'angle de 0 à 90°.

Githinji et Sabersky [32] ont étudié le transfert thermique en ébullition nucléée d'un alcool

Chapitre 2 : Transferts thermiques en ébullition

isopropylique Ils ont montré que les transferts de chaleur pour une plaque en position verticale (90°) sont meilleurs comparés à ceux obtenus pour une ébullition sur une plaque horizontale, alors que pour une position de 180° , lorsque l'ébullition est provoquée sur la face inférieure de la paroi horizontale, les transferts thermiques se dégradent fortement.

Plus récemment, des investigations ont été menées en utilisant des fluides diélectriques comme le FC-72 à pression atmosphérique. Chang et You [12] ont réalisé des expériences en ébullition nucléée de FC-72 dans des conditions de saturation pour trois parois (lisse, dépôt des particules de cuivre, dépôt des particules d'aluminium) pour comprendre l'effet de l'orientation de la surface chauffante sur le transfert de chaleur en ébullition nucléée. Sur la surface lisse, ils ont observé une augmentation du flux de chaleur avec l'angle d'inclinaison en passant de 0° à 90° (0° face supérieure) dans le régime de l'ébullition nucléée. Ils expliquent cette augmentation par l'élévation du nombre de sites de nucléation.

Zamoum et al. [16] ont étudié l'influence de l'orientation de la paroi chauffante en utilisant le FC-72, ils ont observé une diminution de surchauffe nécessaire au déclenchement de l'ébullition quand l'orientation varie de 0° jusqu'à 180° et ont mis en évidence une dégradation des transferts thermiques en ébullition à 180° .

2.6 Conclusion

Les transferts thermiques en ébullition sont très complexes et font intervenir plusieurs mécanismes physiques. L'apparition de la phase vapeur engendre un mode de transfert en diphasique où les concepts classiques des transferts de chaleur ne sont plus suffisants pour la description de ce qui se passe au voisinage de la paroi chauffante. C'est d'ailleurs pour cette raison que plusieurs relations empiriques existent pour décrire le mieux possible ce mécanisme. De plus, l'influence d'un bon nombre de paramètres sur la courbe d'ébullition rend son étude encore plus difficile. C'est ce qui pousse les chercheurs à aborder ce thème de plusieurs angles s'intéressant à des effets paramétriques particuliers.

Dans ce chapitre, on a présenté une description détaillée des régimes définissant la courbe d'ébullition et donné un aperçu sur les différentes corrélations qui existent pour l'estimation des coefficients des transferts thermiques. On a clôturé le chapitre par une revue sur l'influence de certains paramètres sur la courbe caractéristique, qui nous sera utile dans l'étude expérimentale qui est l'objet de ce travail.

Chapitre 3 : Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est conçu de telle sorte à maintenir un fluide à l'intérieur d'une cellule à l'état d'équilibre thermodynamique liquide-vapeur et donc dans des conditions de saturation bien désirées qui vont permettre le déclenchement de l'ébullition sur une paroi d'un élément chauffant. L'état de surface de la paroi et ses propriétés thermiques sont bien connus.

Pour atteindre ces objectifs, le dispositif est composé de plusieurs éléments dont les principaux sont la cellule test et l'élément chauffant appelé « ébulliomètre » qui seront détaillés dans ce chapitre. Les étapes de la remise en route du dispositif expérimental qui a été à l'arrêt depuis quelques années sont indiquées dans ce chapitre, ainsi que les techniques de mesures utilisées pour étudier avec le plus de précision le phénomène d'ébullition.

3.1 Descriptif du dispositif expérimental

Les conditions thermodynamiques opératoires sont bien maîtrisées et toutes les données nécessaires à l'étude sont enregistrées grâce aux différents capteurs présents dans le dispositif, à savoir les thermocouples, les capteurs de pression et les fluxmètres. Tous ces capteurs sont connectés à une acquisition de données dont le temps de réponse est réglable et qui affiche toutes les mesures directement sur l'écran de l'ordinateur, et grâce à une caméra vidéo rapide l'ébullition et le comportement des bulles sont bien visualisés sur un écran.

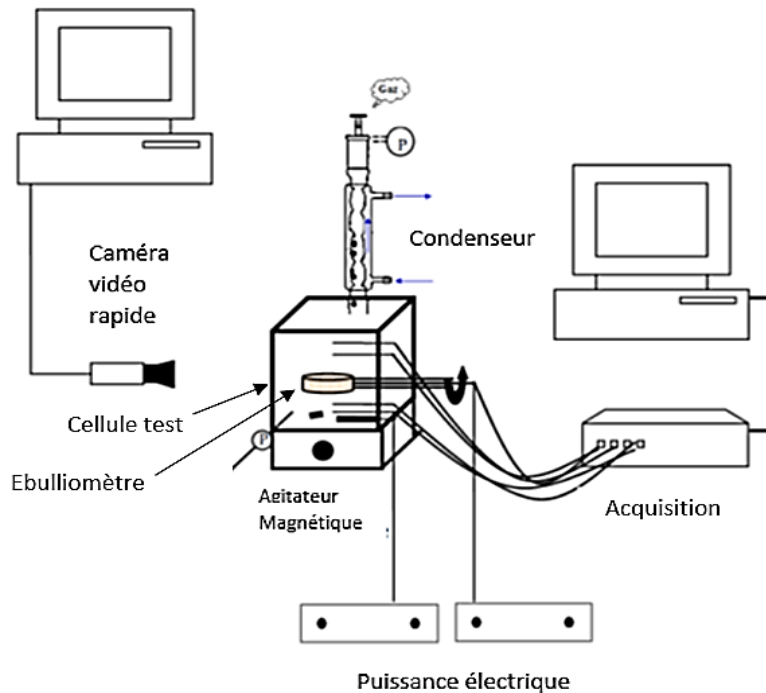


Figure 3.1- Schéma synoptique du dispositif expérimental.

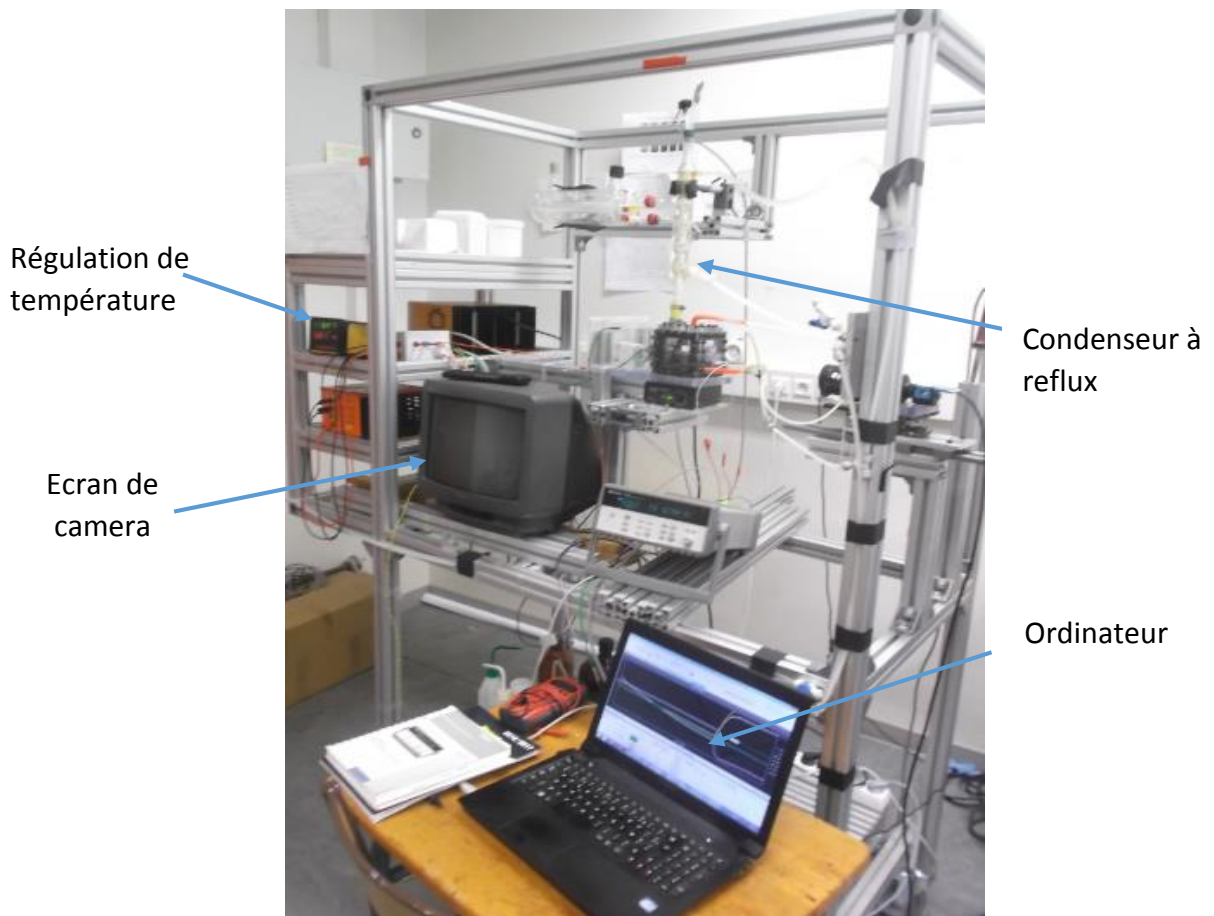


Figure 3.2- Photos du dispositif expérimental.

3.1.1 La cellule test

La cellule test est l'un des éléments essentiels du dispositif expérimental, elle contient l'ensemble des éléments nécessaires au déclenchement de l'ébullition, ainsi que les éléments permettant le maintien de l'état saturation. Il s'agit d'une enceinte de forme cubique de 100 mm de côté avec une structure en Téflon et des faces en plexiglas transparent. Ces faces sont de 100 mm de côté et 10 mm d'épaisseur. Les matériaux (Téflon et Plexiglas) ont une faible conductivité thermique (faibles conducteurs de chaleur) minimisant les pertes de chaleur tout en permettant de visualiser à travers toutes les faces la dynamique de l'ébullition.

Le volume intérieur de la cellule est de 750 ml, la plus grande partie de l'enceinte remplie de liquide (Fluorinert FC-72) qui va donc servir pour l'étude de l'ébullition.

La partie inférieure de la cellule est équipée d'une résistance chauffante permettant l'augmentation de la température à l'intérieur de la cellule jusqu'à la température de saturation désirée. Cette température est maintenue grâce à un régulateur de température (MICROCOR 3A) lié à la cartouche chauffante, ainsi que des échangeurs de chaleur en forme de serpentins situés en haut et en bas de la cellule et alimentés en eau de refroidissement avec un débit réglable.

La cellule est surmontée par un condenseur à reflux dont le tube intérieur est traversé par l'eau de refroidissement permettant la condensation de la vapeur produite par dégazage et ébullition ainsi que la récupération du FC72 sous forme liquide. Cet échangeur est lié par son extrémité supérieure à une vanne qui permet d'évacuer les gaz non condensables.

Un agitateur magnétique est placé en bas de la cellule servant à homogénéiser le liquide dans l'enceinte.

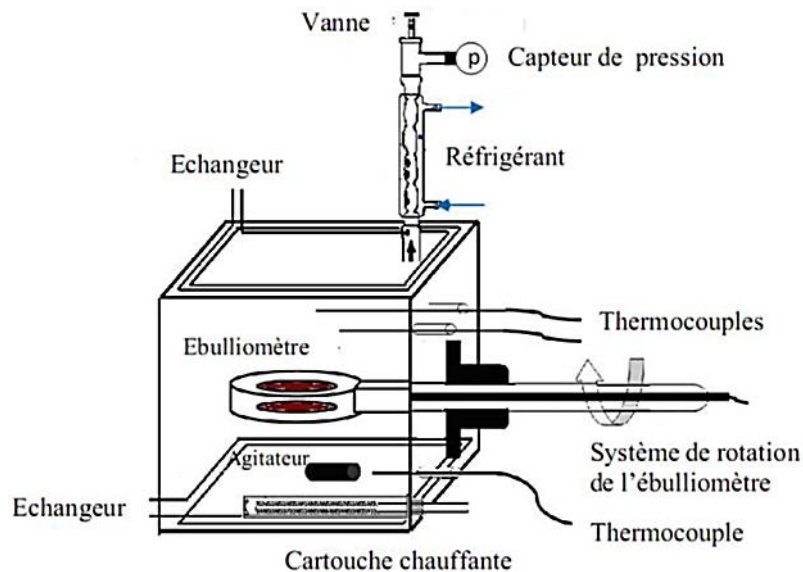


Figure 3.3- Schéma de la cellule test. [16]

Au centre de la cellule se trouve l'élément chauffant « Ebulliomètre » qui va générer la chaleur nécessaire au déclenchement de l'ébullition.

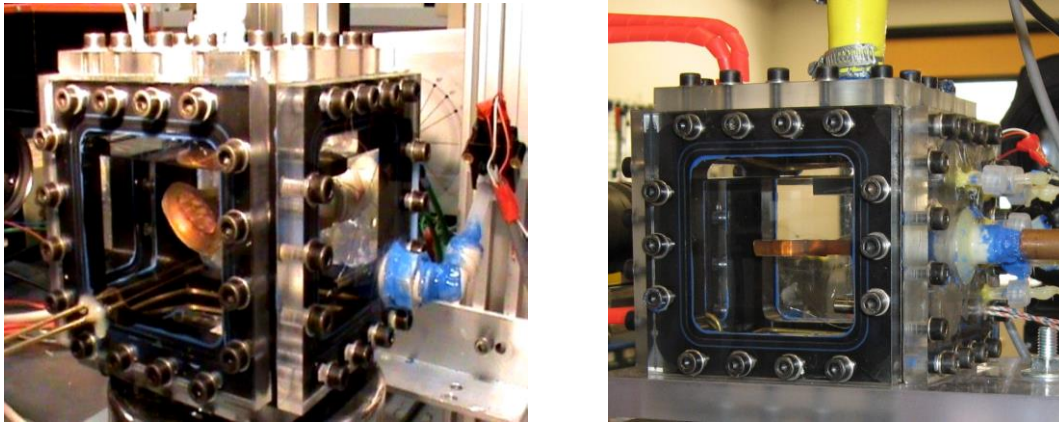


Figure 3.4- Photos de la cellule test.

3.1.2 L'ébulliomètre

L'ébulliomètre est l'élément principal du dispositif, il s'agit d'un élément chauffant de forme cylindrique fabriqué au laboratoire. Il est composé de plusieurs couches, à savoir un film résistif au cœur de cet élément mis en sandwich entre deux pastilles en cuivre ayant la forme d'un disque. Afin de mesurer les densités des flux évacués de chaque surface, trois fluxmètres sont installés respectivement sur la surface supérieure, la surface inférieure ainsi que la surface latérale.

Une résine isolante est moulée sur la partie latérale externe de l'ébulliomètre afin de minimiser les pertes de chaleur latéralement, et afin de faire l'étude de l'ébullition sur une seule surface, un film isolant a été mis sur la partie inférieure de l'ébulliomètre

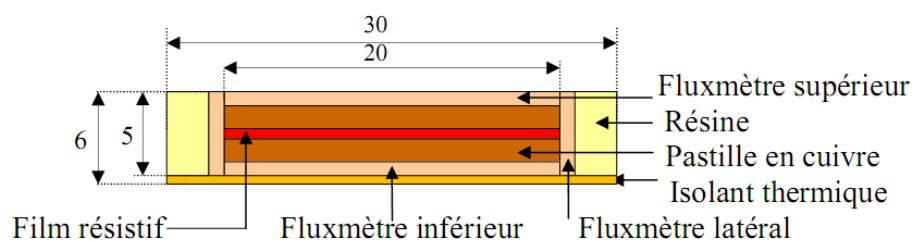


Figure 3.5- Schéma d'une coupe transversale de l'ébulliomètre. [16]

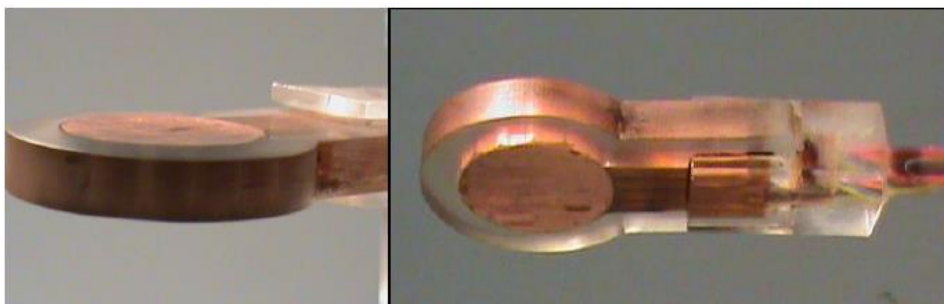


Figure 3.6- Photos de l'ébulliomètre [33]

Finalement l'isolation latérale et inférieure a été renforcée par ajout d'un isolant fabriqué par imprimante 3D.

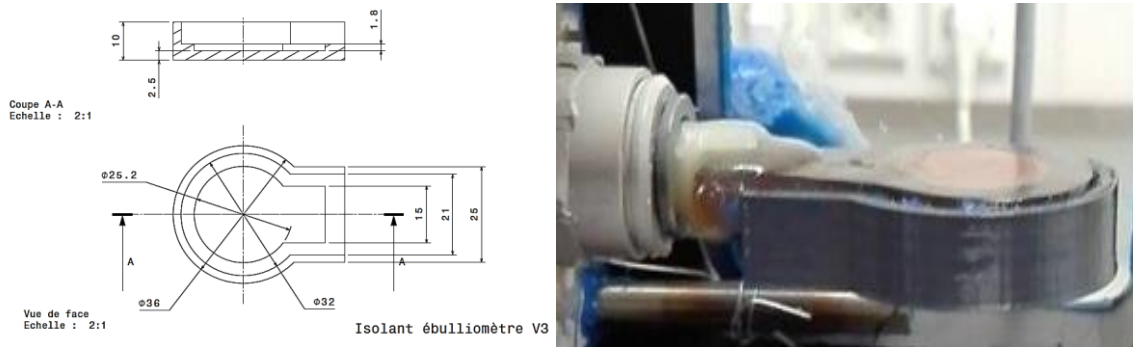


Figure 3.7- Isolation de l'ébulliomètre (le plan est réalisé sous CATIA).

Afin de mettre en évidence l'influence de l'orientation de la paroi sur les courbes d'ébullition, l'ébulliomètre est orientable par un système de rotation manuel lui permettant de tourner d'un angle de 0 jusqu'à 180°.

3.1.3 Choix du fluide

Le fluide choisi pour cette manipulation est le fluorinert (FC-72), il s'agit d'un fluide thermodynamiquement stable, diélectrique, il a la particularité d'avoir des conditions de saturation simples à maintenir (56.6°C sous un bar) avec une chaleur latente de 93096 J/kg soit 25 fois moins importante que celle de l'eau.

Le choix d'un tel fluide est dû à ses propriétés de saturation faciles à atteindre expérimentalement ainsi que sa faible chaleur latente, le déclenchement de l'ébullition ne nécessite donc pas l'apport de puissances importantes comparé à d'autres fluides.

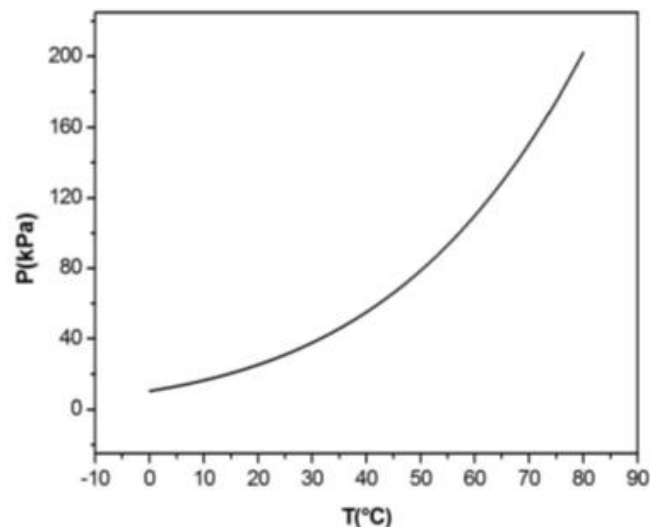
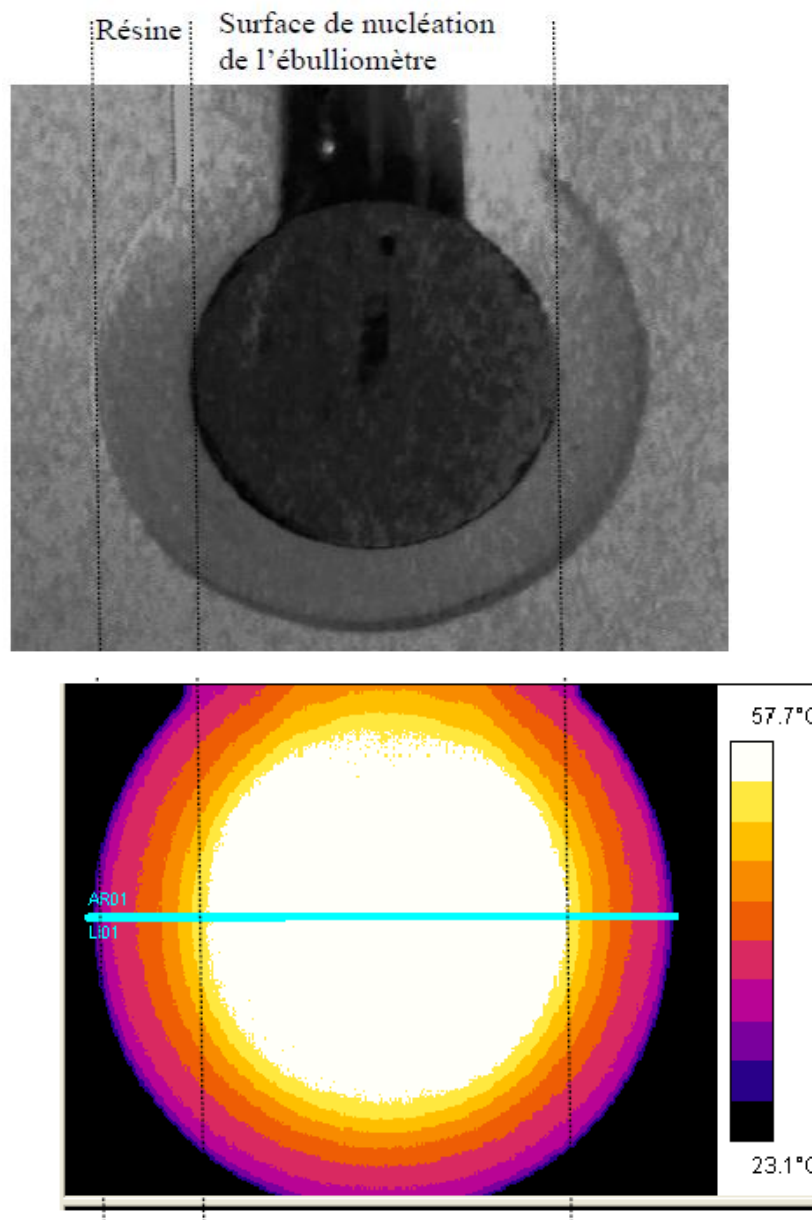


Figure 3.8- Courbe de saturation du fluorinert FC-72.

3.2 Instrumentation

Le dispositif expérimental est riche en moyens de mesure dans le but de contrôler les différentes grandeurs physiques nécessaires à connaître et maîtriser pour le maintien de la cellule dans les conditions de saturation désirées ainsi que pour mieux caractériser et comprendre phénomène d'ébullition et les transferts de chaleurs associés.

Trois thermocouples de type K sont placés à l'intérieur de la cellule, l'un sert à la mesure de la température de la cartouche chauffante et sa régulation, les deux autres sont placés en bas (phase liquide) et en haut de la cellule (phase vapeur), pour mesurer respectivement la température du liquide et la vapeur. Un thermocouple de type T est placé au centre de la surface supérieure de l'ébulliomètre mais on assimile la température de toute la surface à cette température indiquée au centre. Cette hypothèse est validée par la visualisation de l'ébulliomètre par caméra infrarouge faite par Zamoum [33].



Deux capteurs de pressions de type SCX 15DN sont installés en haut et en bas de la cellule pour mesurer respectivement la pression de la vapeur et du liquide durant toute l'expérience.

L'ébulliomètre est composé de trois fluxmètres à gradient tangentiel, dont un seul était en marche : le fluxmètre de la surface supérieure.

On verra dans ce qui suit, le principe de fonctionnement de chaque capteur.

3.2.1 Le thermocouple

Le thermocouple est un dispositif permettant la mesure de température en exploitant l'effet Seebeck. Quand deux métaux différents sont utilisés pour former une boucle ouverte, et s'il existe un gradient de température dans la boucle, un potentiel électrique est généré entre les deux bornes non reliés à cette dernière. Un thermocouple est constitué de deux fils de métaux différents soudés à l'une de leurs extrémités, cette jonction est appelée soudure chaude et est mise en contact avec le milieu dont on veut mesurer la température. Les deux autres extrémités appelées soudures froides sont reliées à un voltmètre. Les soudures froides doivent être à une température bien connue (souvent 0°C) mais en pratique la compensation des soudures froides se font dans des boîtes de référence et le potentiel électrique est converti en température.

Dans cette manipulation, les deux types de thermocouples utilisés sont le type K et le type T.

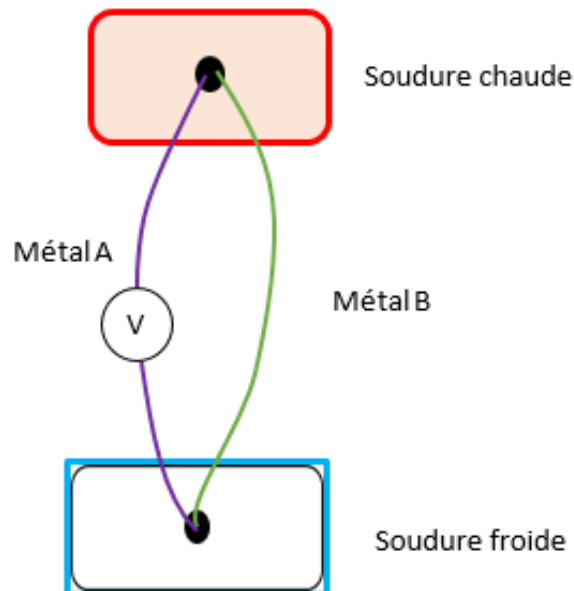


Figure 3.10- Schématisation du principe d'un thermocouple.

3.2.2 Le capteur de pression

Les capteurs de pression utilisés sont de type SCX 15DN, il s'agit d'un capteur de pression piézorésistif ayant une précision de $\pm 1\%$. Il peut mesurer la pression absolue ou différentielle (voire relative), il peut effectuer des mesures entre 0 et 2 bar (absolue).

Le principe de fonctionnement d'un tel capteur consiste dans la déformation d'une membrane par le fluide sous pression, sur cette membrane sont disposées des jauges de contrainte qui sont branchées en forme de pont de Wheatstone. La déformation des jauges va modifier la résistance interne, l'élévation de résistance va réduire l'amplitude du signal de référence émis par le circuit intégré du capteur, ainsi la différence de potentiel est convertie en pression par le calibrage du capteur.



Figure 3.11- Photos du capteur de pression SCX 15DN. [34]

3.2.3 Le fluxmètre à gradient tangentiel

Les fluxmètres utilisés dans l'ébulliomètre sont des fluxmètres à gradient tangentiel de température conçus pour mesurer le flux de chaleur par conduction thermique dans un solide, leurs procédé de fabrication relève de la technologie des circuits imprimés souples.

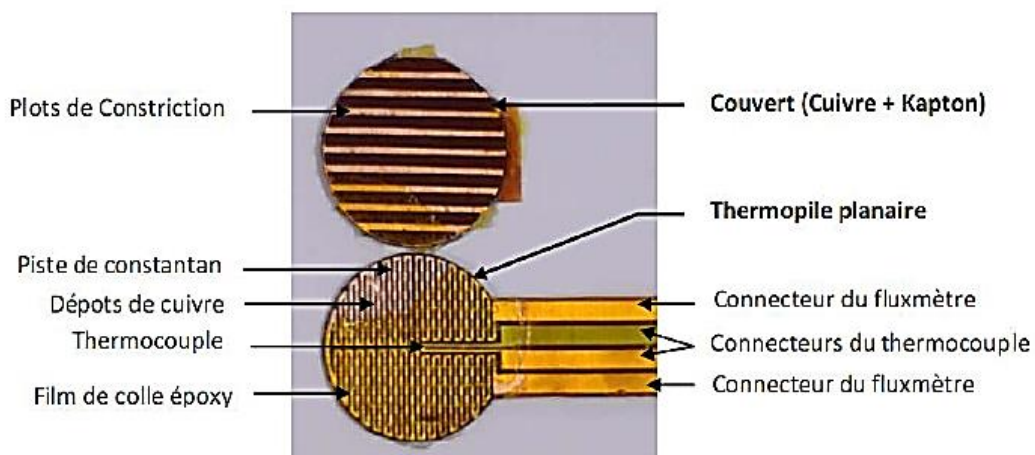


Figure 3.12- Coupe d'un fluxmètre à gradient tangentiel [33]

L'élément actif du capteur est la thermopile planaire, elle est réalisée par gravure d'une feuille souple Kapton-Constantan de telle sorte qu'une piste de Constantan est réalisée en forme de méandres. Des dépôts de cuivre sont ajoutés par galvanoplastie dans le but de transformer la piste en une succession de thermocouples disposés en série.

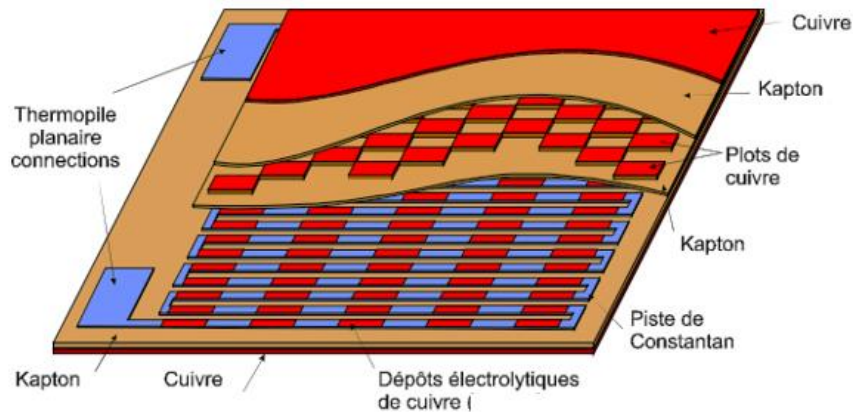


Figure 3.13- Vue écorchée d'un capteur de flux thermique [35]

La piste devient donc une thermopile planaire de type cuivre constantan délivrant une tension proportionnelle au nombre de dépôts N et la différence de température présente aux extrémités de chacun de ces dépôts

$$\vartheta = N \cdot \alpha \cdot \Delta T \quad (3.1)$$

Avec α le pouvoir thermoélectrique du couple cuivre-constantan

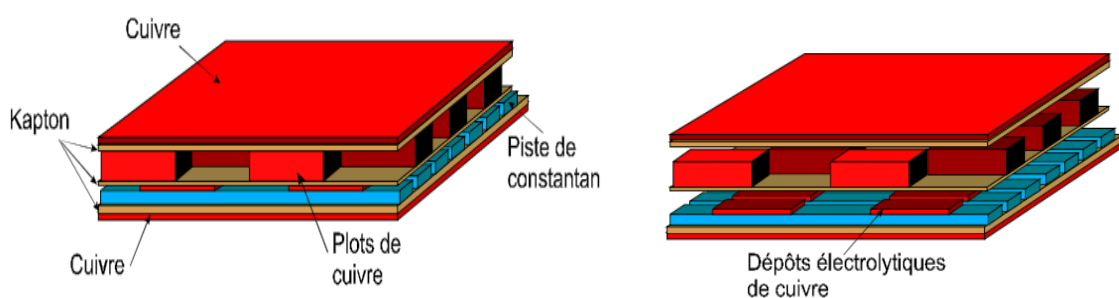


Figure 3.14- Vue en couple et éclatée d'un capteur de flux thermique [35].

Il suffit donc que la différence de température soit proportionnelle au flux de chaleur traversant le capteur. Pour cela, une jonction de la thermopile est disposée sous un plot de cuivre assurant un bon contact thermique entre cette jonction (jonction chaude) et la face supérieure du capteur, alors que la seconde jonction est relativement isolée de la face supérieure par une couche d'air.

$$\vartheta = N. \alpha. R_{th}. A. q'' \quad (3.2)$$

Avec A la surface du capteur, et R_{th} est la résistance thermique équivalente entre deux jonctions, et q'' est la densité de flux de chaleur.

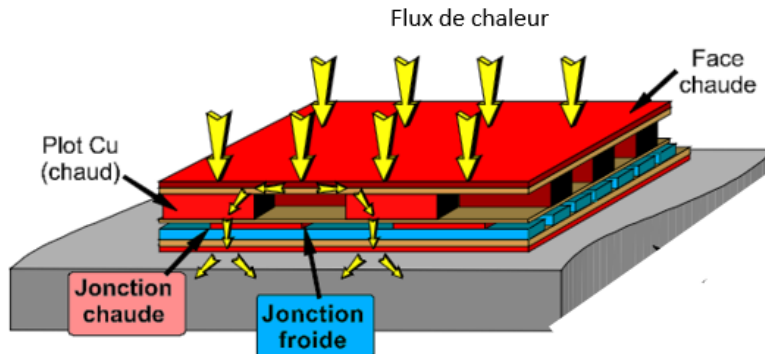


Figure 3.15- Principe de fonctionnement d'un capteur de flux thermique [35].

Ainsi, le flux de chaleur traverse la couche supérieure du capteur et s'écoule principalement à travers les plots de cuivre en chauffant la jonction chaude de chaque thermoélément.

La partie supérieure et inférieure du capteur sont constituées d'une bicouche destinée à uniformiser la température à la surface.

3.3 Mise en route du dispositif expérimental

Dans le cadre de ce stage, il était question de remettre en route tout le dispositif expérimental qui a été à l'arrêt depuis trois ans, cette remise en route s'est faite suivant plusieurs étapes. A commencer par une nouvelle installation électrique pour tout le dispositif à savoir une alimentation (0-30V) pour le film résistif de l'ébulliomètre, un générateur 230V connecté à un transformateur (réducteur) pour l'alimentation de la cartouche chauffante et le branchement de la régulation ainsi qu'une alimentation (transformateur) (20V) pour les capteurs de pression.

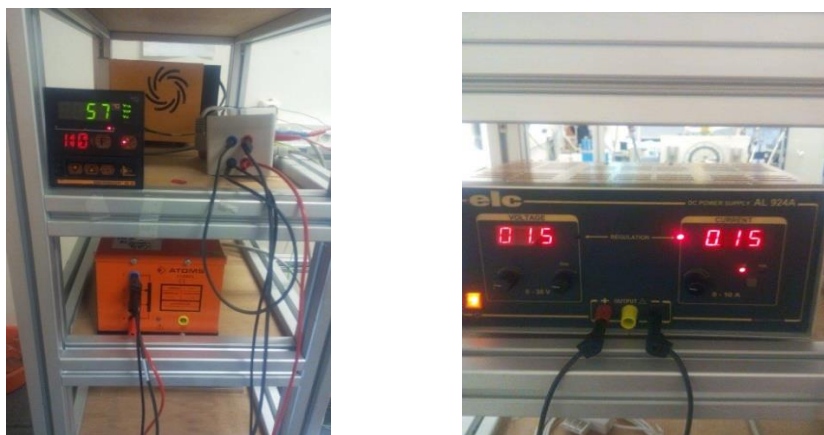


Figure 3.16- Installation des alimentations électriques : alimentation de la cartouche chauffante à gauche et système de régulation, alimentation de l'ébulliomètre à droite.

Une fois toute l'installation électrique faite, il a été noté que plusieurs capteurs ne marchaient pas ou donnaient des valeurs erronées, à savoir le thermocouple et le fluxmètre de l'ébulliomètre ainsi que le capteur de pression de la phase vapeur qui a été remplacé par un capteur étalonné. Par contre l'intervention sur les capteurs de l'ébulliomètre est très délicate, plusieurs tests ont été faits et l'alimentation ainsi que le branchement à l'acquisition ont été vérifiés à plusieurs reprises sans résultats positifs. Il a fallu un démontage complet de la cellule après l'avoir vidée du FC-72 pour récupérer l'ébulliomètre, c'est à cette phase qu'on a remarqué que les fils à l'entrée de l'ébulliomètre le connectant à l'acquisition des données étaient coupés. On a reconnecté ces fils par opération de soudage en utilisant un fer à souder et enfin on a remonté l'ébulliomètre tout en assurant un système de rotation par deux tubes concentriques serrés, le premier relié à l'ébulliomètre et le deuxième est orientable manuellement et est lié à un rapporteur et une aiguille de lecture.

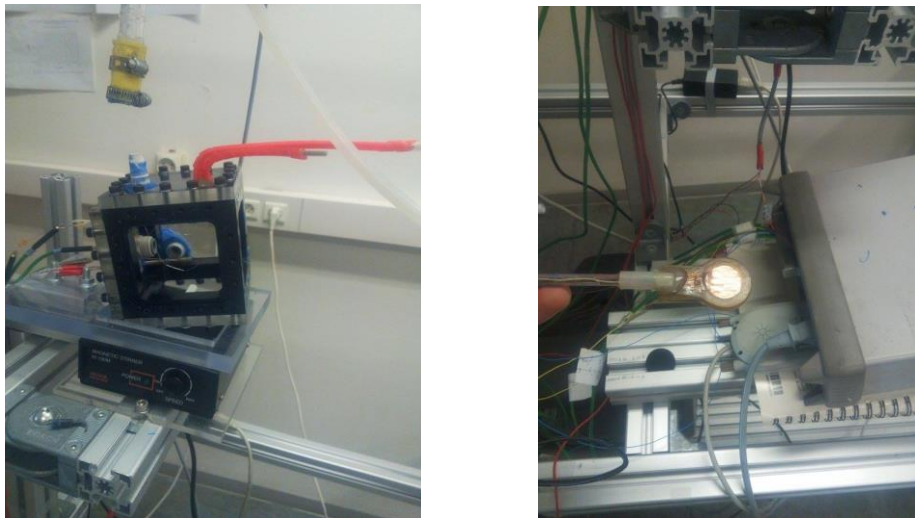


Figure 3.17- Démontage de la cellule et récupération de l'ébulliomètre.

En parallèle, on a repris et réalisé l'installation des circuits d'alimentation des échangeurs de chaleur pour le refroidissement et la condensation. Il s'agit de la connexion des tubes entre eux par des vannes servant à la régulation du débit ainsi que sa coupure, le circuit d'échangeur est destiné à l'alimentation de l'échangeur inférieur (phase liquide) et l'échangeur supérieur (phase vapeur) ainsi que le condensateur à reflux. Le liquide de refroidissement utilisé est l'eau de ville, l'admission d'eau est assurée par un seul tube dont le débit sera divisé car chaque échangeur a son propre circuit d'alimentation, ce qui permet d'utiliser éventuellement l'un des échangeurs sans utiliser les deux autres ou bien alimenter les échangeurs par des débits différents (figure 3.18).

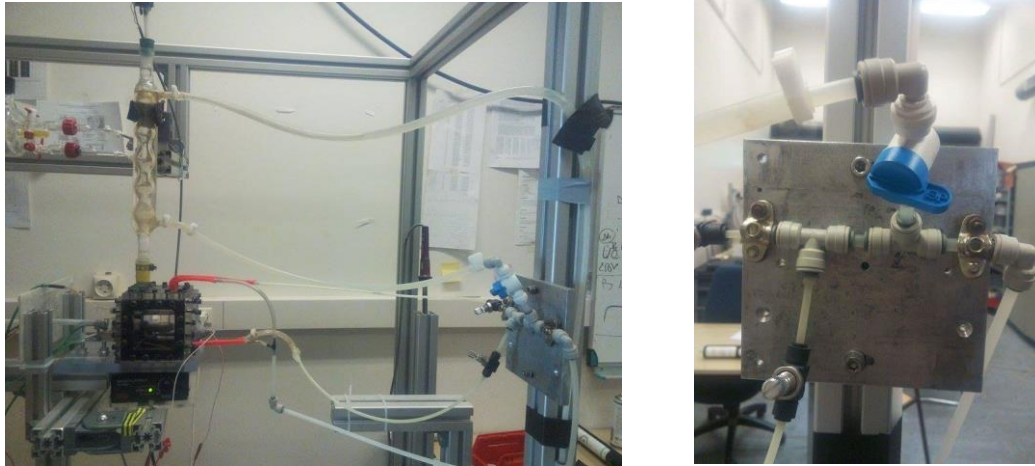


Figure 3.18- Installation des circuits d'échangeurs de chaleur.

Une autre étape de la mise en route était de remplacer la cartouche chauffante qui a brûlé à cause d'un court-circuit, pour cela une nouvelle cartouche a été commandée et on a proposé un nouveau système de montage par SolidWorks car l'ancienne était en contact avec le plexiglas ce qui était dangereux. On a procédé par un perçage du plexiglas au niveau de l'atelier et on usiné un support cylindrique creux qui a servi de support de la cartouche et évité tout contact entre la cartouche et le plexiglas.

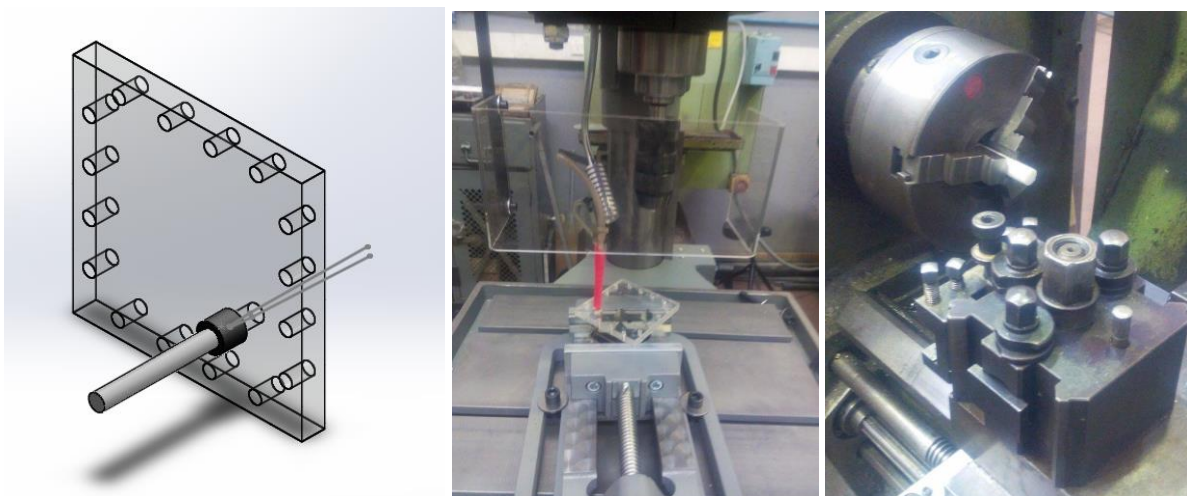


Figure 3.19- Réalisation d'un nouveau système de montage de la cartouche chauffante.

3.4 Protocole expérimental

Avant de commencer les expériences d'ébullition, on a commencé par faire des tests de l'ébulliomètre à l'air afin de caractériser le comportement du fluxmètre et comparer les résultats des courbes de convection naturelle avec les corrélations les plus utilisées dans la littérature. Des comparaisons avec les résultats d'un modèle numérique de l'ébulliomètre réalisé en parallèle à ce travail expérimental seront faites aussi. Ceci s'avère nécessaire après la remise en

route du dispositif où il y'a eu plusieurs interventions qui pourraient entrainer des dommages sur les capteurs ainsi que leur sensibilité. Le protocole expérimental des tests à l'air sera détaillé dans le prochain chapitre.

Concernant les expériences d'ébullition, il faut d'abord s'assurer que le fluide utilisé (FC-72) est à l'état pur afin de travailler en saturation. Pour cela, on a effectué un remplissage de la cellule à travers l'ouverture qui la lie au condenseur, l'étanchéité de la cellule a été assurée par le serrage des faces ainsi que l'utilisation des joints d'étanchéité. La première opération à réaliser avait pour objectif de purifier le liquide et extraire les gaz incondensables dissous dans ce dernier. Pour cela, le liquide est chauffé progressivement en utilisant la cartouche chauffante, l'agitateur magnétique est actionné dans le but d'homogénéiser la température dans la cellule. On contrôle en parallèle la température à l'intérieure de l'enceinte ainsi que la pression qui augmentaient au fur et à mesure qu'on chauffait (tant que la cellule est bien étanche). Dès que le fluide avoisine les conditions de saturation, il y'a formation de la vapeur et dégazage du liquide. Ainsi la phase vapeur avec l'air se retrouvent en haut de la cellule.

L'alimentation de l'échangeur situé en haut de l'enceinte (condenseur à reflux) par l'eau de refroidissement permet la condensation d'une fraction importante de la vapeur et la récupération du FC-72 sous forme liquide. La vapeur restante mélangée avec de l'air et qui ne peut être condensée, est évacuée à travers une vanne actionnée manuellement. Cette évacuation est due à la différence de pression qu'il y'a entre la cellule et le milieu ambiant. Cette opération est reprise plusieurs fois jusqu'à l'obtention des conditions thermodynamiques correspondant à l'état de saturation du FC-72. Le chauffage est arrêté et on vérifie que le refroidissement naturel du fluide se fait toujours à l'état de saturation grâce à la courbe de saturation du FC72.

Après cette première opération, il est possible de commencer les expériences d'ébullition. La température du liquide est montée au-dessus de la température ambiante pour atteindre la température de saturation désirée en utilisant la cartouche chauffante et le système de régulation. Pour étudier l'ébullition à des températures inférieures à la température ambiante, on peut utiliser les échangeurs de chaleurs situés en haut et bas de la cellule, ou encore ne rien utiliser pour étudier l'ébullition à température ambiante tant que la pression correspond à la pression de saturation.

Une fois que les conditions de saturations désirées sont atteintes dans la phase liquide et vapeur, on déclenche l'ébullition par apport de chaleur à l'aide du film résistif situé au cœur de l'ébulliomètre. On commence à alimenter l'ébulliomètre par de faibles puissances, vu que la chaleur latente du FC-72 est relativement faible, il ne nécessite donc pas un apport de chaleur important pour bouillir.

Il est à noter que pour ces expériences, on travaille à flux imposé. A chaque fois qu'on impose une puissance, on attend que le régime permanent soit atteint. On s'assure que le flux de chaleur transmis au liquide (mesuré par le fluxmètre) ainsi que la température de la surface de l'ébulliomètre n'évoluent plus au cours du temps tout en contrôlant les conditions de saturation. Toutes ces données sont enregistrées par l'acquisition qui fait des mesures chaque 3s (temps réglable). Le traitement de ces données permettra ainsi de tracer par la suite les courbes d'ébullition.

Cependant, après la mise en route du dispositif expérimental, l'étanchéité de la cellule est devenue très difficile à assurer. Le démontage et le remontage, le remplacement des capteurs, le perçage, ont créé des microfissures qui ont empêché la chute de pression à l'intérieur de la cellule. Ceci empêche l'étude de l'ébullition à basses températures. On a essayé de renforcer l'étanchéité de la cellule par plusieurs interventions en utilisant des joints comme le Gray Silicone, Mastic joints, ou encore des colles comme la résine et l'Araldite 2012 et 2031. La pression minimale qu'on a pu atteindre était de 0.6 bar, au-delà il y a apparition des bulles d'air qui entrent à travers les fuites absorbées par la dépression au niveau de la cellule. Pour éviter ces fuites, on a principalement travaillé à des pressions proches de 1 bar mais l'opération de dégazage était systématiquement à faire avant chaque expérience. Ceci étant donné que le refroidissement naturel du FC 72 fait chuter la pression et donc absorber les bulles d'air après chaque expérience.

Afin de mettre en évidence l'influence de certains paramètres comme l'orientation de la paroi, il suffit juste d'orienter l'ébulliomètre à l'angle désiré et reprendre le même protocole.

3.4 Conclusion

Le dispositif expérimental qu'on a remis en route est très riche en moyens de mesure. Il permet d'étudier avec précision le phénomène d'ébullition et les transferts thermiques associés sur une paroi plane. Cette manipulation est particulièrement efficace grâce à la technologie de l'ébulliomètre à l'intérieur d'une cellule test où toutes les variables thermodynamiques sont parfaitement contrôlées.

Cependant avec toutes les interventions qu'il y'a eu ; il était nécessaire de faire des tests de l'ébulliomètre à l'air libre. Ces tests ont pour but de s'assurer des mesures du fluxmètre en étudiant la convection naturelle à l'air et en proposant un modèle numérique de l'ébulliomètre pour passer enfin à l'étude expérimentale de l'ébullition dans les chapitres à suivre.

Chapitre 4 : Etude expérimentale et modélisation des transferts de chaleur en convection naturelle dans la cellule d'expérimentation

L'objectif de ce chapitre est d'aboutir à une description précise des transferts thermiques par convection naturelle à l'air libre dans une cellule fermée chauffée par l'ébulliomètre.

Après la remise en route du dispositif expérimental, il était systématique de tester ce dernier à l'air et s'assurer des bonnes mesures données par le fluxmètre et chercher à valider les résultats par des simulations numériques, où la dynamique des transferts de chaleur est caractérisée depuis le cœur de l'ébulliomètre jusqu'au milieu ambiant à l'intérieur de la cellule.

On réunit dans ce chapitre des résultats de trois travaux qui se déclinent en trois parties. Dans la première partie, j'ai été chargé de faire une étude expérimentale de convection naturelle dans l'enceinte d'expérimentation. La deuxième partie concerne l'analyse des transferts thermiques dans l'ébulliomètre à l'aide d'un modèle numérique exploitant les résultats expérimentaux, cette partie est réalisée par Mr Eutyclus Jean-Orsel TOGBE YEWADAN dans le cadre de son stage à l'université de Lorraine. La troisième partie concerne l'analyse numérique de la convection naturelle dans la configuration expérimentale étudiée. Cette partie permet une description précise des champs de vitesse et de température dans le fluide et l'ébulliomètre, elle fait l'objet de stage de fin d'étude de Mr Firas Dhaouadi (Ecole Nationale des Ingénieur de Tunis).

4.1 Partie expérimentale

4.1.1 Protocole expérimental

Dans le cadre de l'étude de convection naturelle avec l'ébulliomètre, les expériences consistent à faire des tests à l'air et de tracer les courbes de densité de flux de chaleur en fonction de la surchauffe. Pour cela, la cellule est vidée du FC-72 et est maintenue fermée durant toute la durée des expériences.

Le film résistif de l'ébulliomètre est alimenté par un générateur de tension continue (0-30V), le fluxmètre et le thermocouple de l'ébulliomètre sont connectés à l'acquisition pour afficher la variation de la densité de flux transmis à l'air ainsi que la température au centre de la surface supérieure de l'ébulliomètre. Deux thermocouples de type K sont utilisés pour le contrôle de la température de l'air à l'intérieur de la cellule. Afin d'étudier l'influence de l'orientation de la paroi, on a mis en œuvre un système de rotation manuel permettant l'orientation de l'ébulliomètre d'un angle de 0° jusqu'à 180° , ce qui permet d'étudier la convection pour différents angles durant ces expériences, à savoir 0° , 45° , 90° , 135° et 180° .

Chapitre 4 : Etude expérimentale et modélisation des transferts de chaleur en convection naturelle dans la cellule d'expérience

Pour s'assurer que le régime permanent est atteint, les évolutions de la température de l'ébulliomètre ainsi que la densité de flux de chaleur et la température de la cellule sont représentées à chaque fois sous forme de fonctions escaliers. Ce qui permettra par la suite de déduire les courbes de densité de flux de chaleur en fonction de la différence de température (surchauffe) tracées pour des régimes permanents atteints.

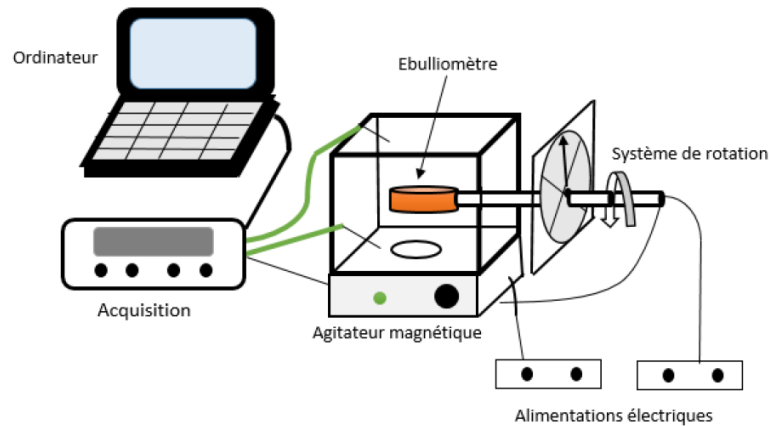


Figure 4.1- Schéma du dispositif expérimental.

4.1.2 Résultats

4.1.2.1 Tests de convection naturelle à un angle de 0°

Cette première expérience a pour but de visualiser la réponse de l'ébulliomètre pour des flux imposés, on fixe l'orientation de l'ébulliomètre à un angle de 0° et on impose différentes puissances de chauffage, entre 0 W et 0.9 W pour un temps d'expérience entre 3h et 4h. L'évolution de la densité de flux de chaleur en fonction de la surchauffe durant toute la période d'expérience est donnée par la figure 4.2.

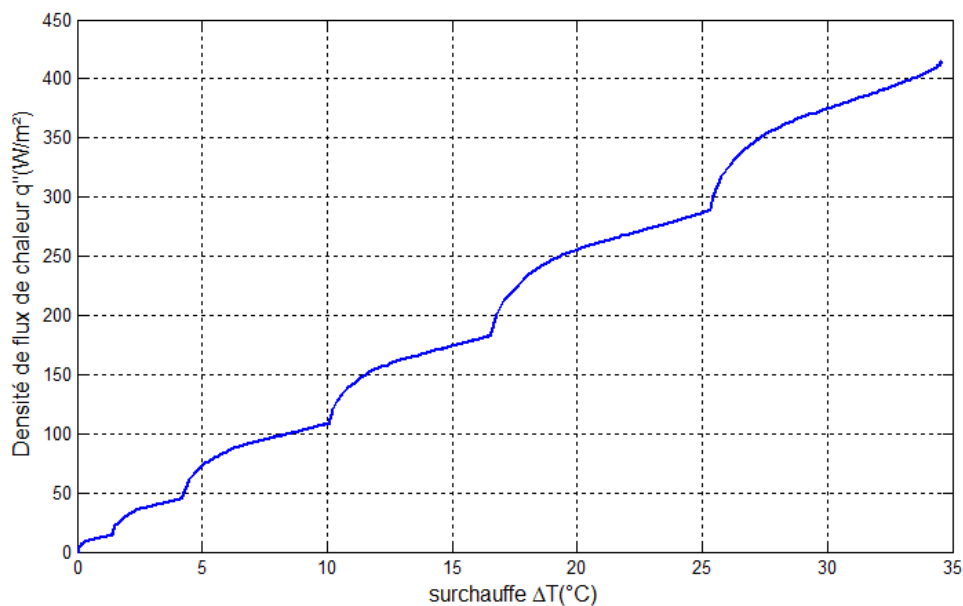


Figure 4.2- Densité de flux en fonction de la surchauffe durant toute l'expérience à 0° .

Chapitre 4 : Etude expérimentale et modélisation des transferts de chaleur en convection naturelle dans la cellule d'expérience

Cette courbe peut être divisée en deux courbes donnant la variation de la densité de flux de chaleur ainsi que la température en fonction du temps qui seront des fonctions escaliers.

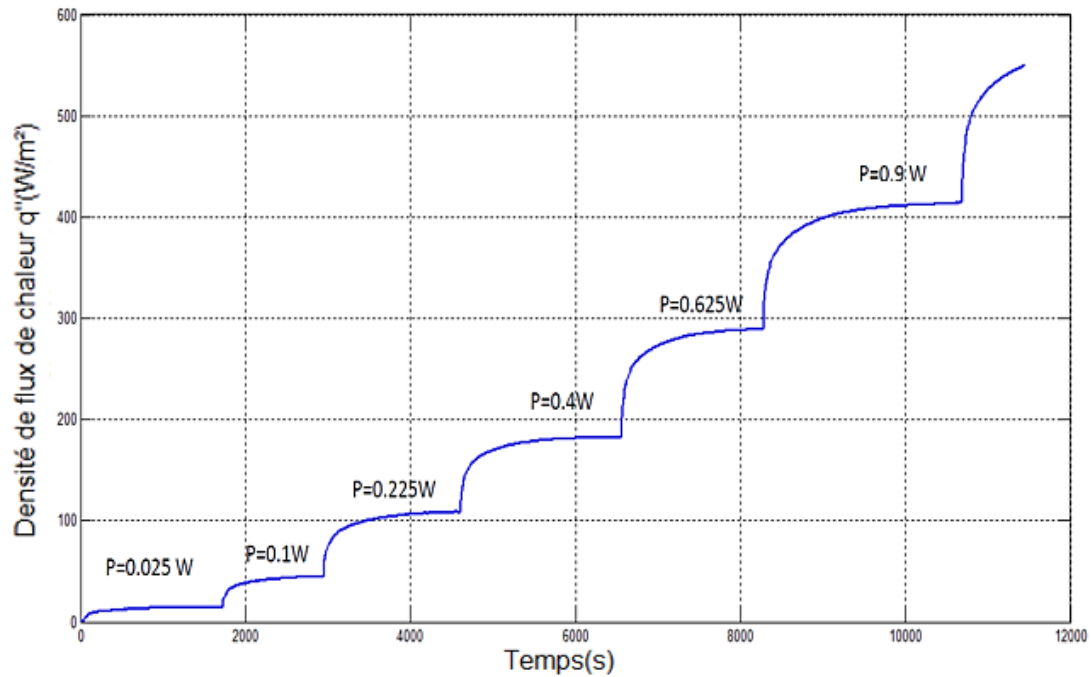


Figure 4.3- Variation de la densité de flux de chaleur transmis à l'air en fonction du temps.

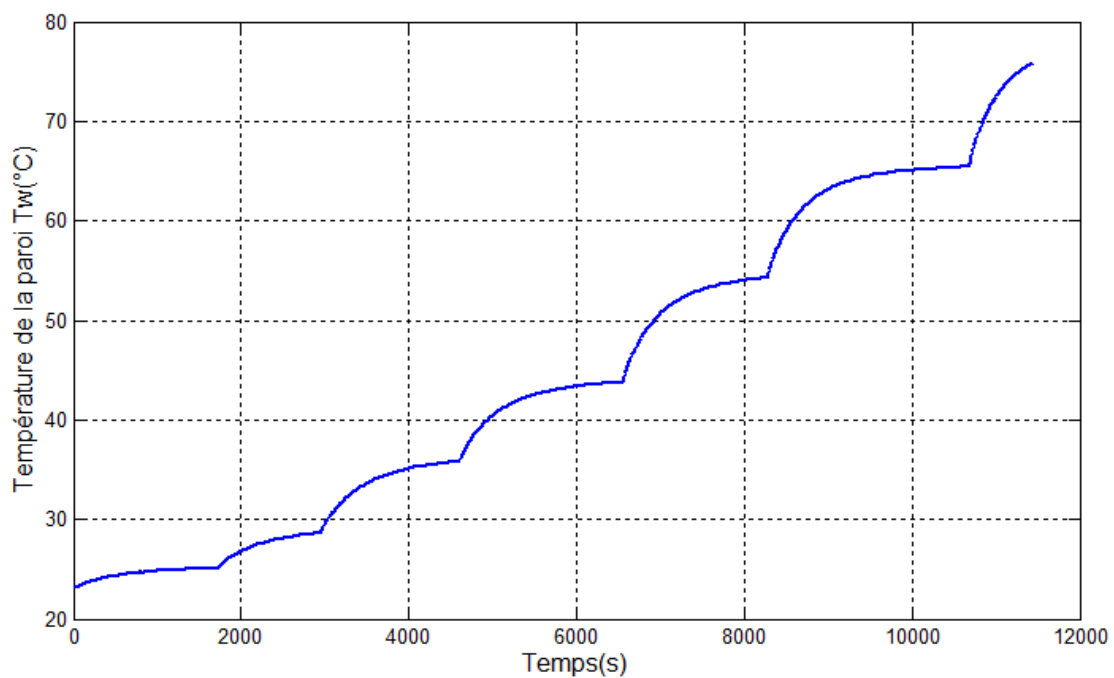


Figure 4.4- Variation de la température de la paroi en fonction du temps.

Ainsi à partir des régimes permanents on peut déduire enfin la courbe de densité de flux de chaleur en fonction de la surchauffe.

Chapitre 4 : Etude expérimentale et modélisation des transferts de chaleur en convection naturelle dans la cellule d'expérience

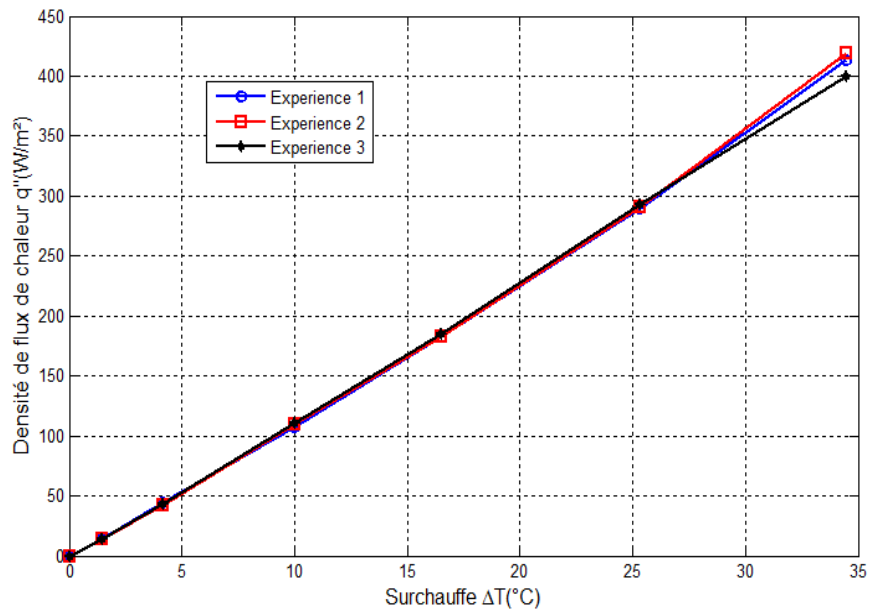


Figure 4.5- Courbe caractéristique de transferts de chaleur en convection naturelle.

On voit que la courbe a tendance à être linéaire mais ne l'est pas vraiment. Car en réalité le coefficient de convection naturelle h dépend de la surchauffe, il n'est pas constant.

4.1.2.2 Influence de l'orientation de la paroi

On reprend les mêmes expériences précédentes pour des angles de 90° et 180° ainsi que des angles intermédiaires de 45° et 135° dans le but d'étudier l'influence de l'orientation de l'ébulliomètre. On résume les résultats dans la figure ci-dessous.

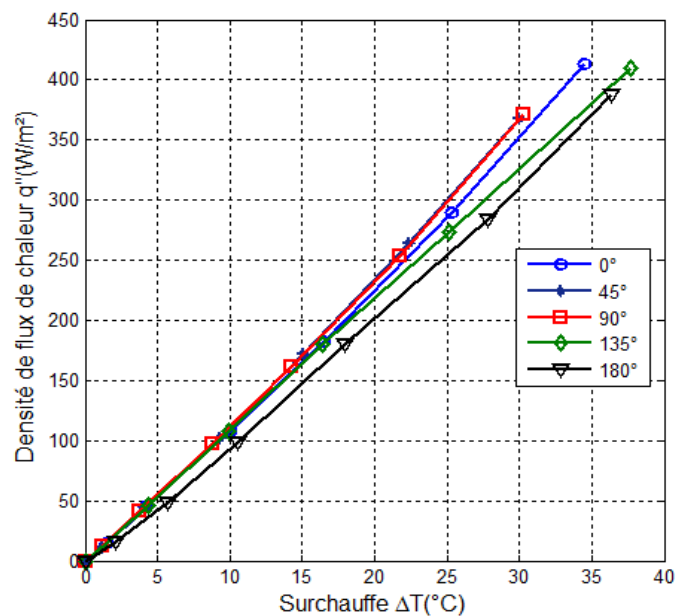


Figure 4.6- Influence de l'orientation de l'ébulliomètre en convection naturelle à l'air libre.

Chapitre 4 : Etude expérimentale et modélisation des transferts de chaleur en convection naturelle dans la cellule d'expérimentation

On note à partir des représentations graphiques que l'orientation de la paroi joue un rôle important sur le mécanisme de transferts thermiques en convection naturelle. En effet, bien que les valeurs soient proches, on voit que pour de mêmes surchauffes, la densité de flux augmente quand on oriente la paroi de 0 jusqu'à 90° cela revient à dire que le coefficient de convection a augmenté mais légèrement, alors que le passage de 90° à 180° est traduit par une chute remarquable du coefficient de convection.

La différence entre les coefficients de transfert thermique entre 0 et 90° n'est pas importante, alors qu'elle est remarquable pour le cas de 180°. Ceci n'est pas étonnant vu que l'air chaud est piégé sous la plaque dans ce cas-là et ne peut pas s'éloigner de la paroi facilement. Ainsi l'air ambiant a des difficultés à refroidir la plaque ce qui se traduit par une baisse de transferts de chaleur.

4.1.3 Comparaison avec les corrélations

Nous proposons dans cette partie une comparaison des résultats obtenus par les tests de convection naturelle à l'air libre avec les corrélations les plus utilisées dans la littérature, pour cela on s'intéressera à deux configurations qui ont fait l'objet d'études pour plusieurs chercheurs à savoir la convection naturelle sur une plaque horizontale qui correspond à un angle d'orientation de l'ébulliomètre à 0° et le cas d'une plaque verticale correspondant à un angle d'orientation de 90°.

4.1.3.1 Plaque horizontale

Un grand nombre de corrélation existe pour le cas de convection naturelle sur une plaque plane horizontale. Cependant elles dépendent toutes du nombre de Rayleigh dont la plage de variation dans chaque corrélation est importante. Pour le cas de faibles nombres de Rayleigh ($< 5 \cdot 10^5$) la corrélation la plus utilisée est celle de Mc Adams [27] donnée par :

$$10^{-3} < Ra < 5 \cdot 10^2 \quad Nu = 1.18 Ra^{1/8} \quad (4.1)$$

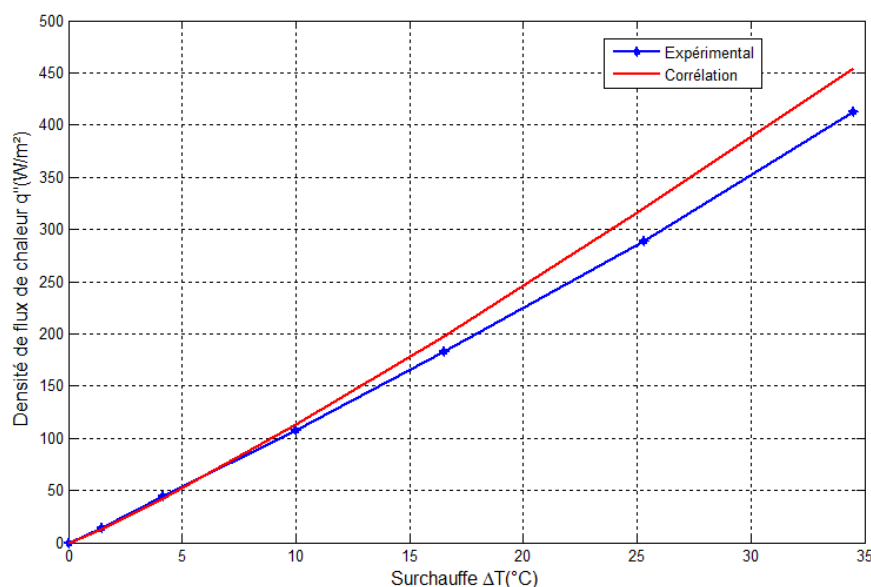


Figure 4.7- Comparaison graphique des résultats avec la corrélation de plaque horizontale.

Chapitre 4 : Etude expérimentale et modélisation des transferts de chaleur en convection naturelle dans la cellule d'expérimentation

Tableau 4.1- Tableau comparatif entre les résultats expérimentaux et la corrélation de Mc Adams [27].

$\Delta T(^{\circ}C)$	q Empirique (W/m ²)	q Expérimental (W/m ²)	Ecart-type ($\pm \Delta q$)	Ecart (%)
0	0	0	0	0%
1.45	12.8	14.23	± 0.04	9.71%
4.175	42.2	44.73	± 0.061	5.67%
10	113	108	± 0.059	4.37%
16.5	198	182.5	± 0.08	8.5%
25.3	320	289.4	± 0.092	10.67%
34.5	454	413	± 0.113	9.92%

4.1.3.2 Plaque verticale

Pour une plaque verticale, les corrélations souvent utilisées sont celles de Churchill et Chu [36], elles sont définies pour une plage de variation du nombre de Rayleigh très importante ce qui augmente l'erreur par rapport à une configuration étudiée particulière.

Pour notre cas (faible nombre de Rayleigh) la corrélation proposée par Churchill et Chu est donnée par :

$$Nu = 0.68 + \frac{0.670 Ra^{\frac{1}{4}}}{[1 + (0.492/Pr)^{9/16}]^{4/9}} \quad Ra \leq 10^9 \quad (4.2)$$

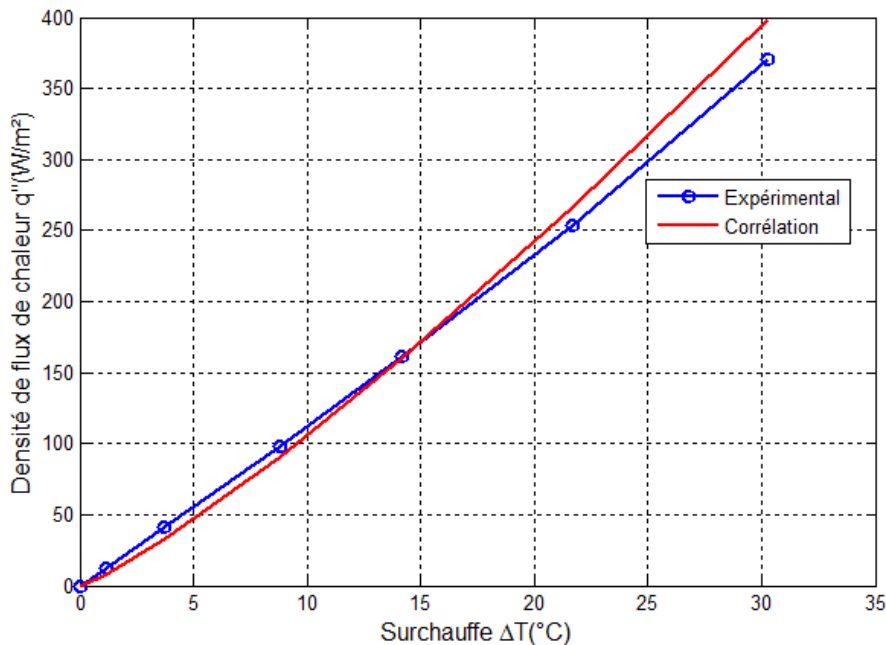


Figure 4.8- Comparaison graphique des résultats avec la corrélation de plaque verticale.

Chapitre 4 : Etude expérimentale et modélisation des transferts de chaleur en convection naturelle dans la cellule d'expérimentation

Tableau 4.2- Tableau comparatif entre les résultats expérimentaux et la corrélation de Churchill et Chu [36].

$\Delta T(^{\circ}C)$	q Expérimental (W/m ²)	Ecart-type ($\pm \Delta q$)	q Empirique (W /m ²)	Ecart (%)
0	0	0	0	0%
3.75	41.8	± 0.07	32.8	21.5%
8.8	97.9	± 0.056	90.356	7.7%
14.2	161.8	± 0.088	160.07	1.06%
21.7	253.5	± 0.105	266.26	5.03%
30.3	371	± 0.124	397.92	7.26%

On voit que les corrélations donnent des résultats satisfaisants comparés aux résultats obtenus expérimentalement, les courbes ont la même allure, la corrélation de Mc Adamas présente un écart maximal qui avoisine les 10% alors que la corrélation de Churchill et Chu présente un écart plus important pour de faibles surchauffes et qui diminue par la suite. Plusieurs hypothèses rendent l'application des corrélations assez limitée, on peut en citer quelques-unes :

- L'air est assimilé à un gaz parfait, cette hypothèse nous a servis à calculer le coefficient de dilatation thermique β intervenant dans le nombre de Rayleigh et qui est égale à $\frac{1}{T}$ pour un gaz parfait.
- Les dimensions de l'ébulliomètre sont trop faibles ce qui donne des nombres de Rayleigh faibles alors que la plus part des corrélations sont définies pour de grand nombres de Rayleigh.
- Seule une partie de la surface de l'ébulliomètre est chauffante, l'autre partie est constituée de résine (faible conducteur de chaleur).
- Le régime permanent est difficilement atteint pour la température à cause de a variation de la température à l'intérieur de la cellule ainsi que l'influence de la variation de la température ambiante durant la durée des expériences.

Néanmoins, on montre bien que les corrélations donnent des résultats intéressants ce qui est très pratique pour les calculs rapides d'ingénieur.

4.2 Modélisation numérique des transferts thermiques dans la cellule

Différentes modélisations de l'outil expérimental ont été élaborées, sous des simplifications et des hypothèses précises. Les résultats de ces simulations et leur comparaison avec l'expérience a permis de confirmer certaines hypothèses et infirmer certaines autres.

4.2.1 Premier modèle : Cellule et paroi chauffante à flux constant

Dans ce modèle et ceux qui suivent, nous ramenons le problème réel 3D à un problème 2D axisymétrique. En conséquence, nous devons alors considérer une cellule en plexiglas cylindrique et non cubique de même volume total que la cellule réelle. Le rayon de la cellule cylindrique équivalente est alors donnée par :

Chapitre 4 : Etude expérimentale et modélisation des transferts de chaleur en convection naturelle dans la cellule d'expérience

$$V_{cube} = V_{cylindre} \quad (4.3)$$

$$a^3 = \pi R^2 a \quad (4.4)$$

$$R = \sqrt{\frac{a^2}{\pi}} \quad (4.5)$$

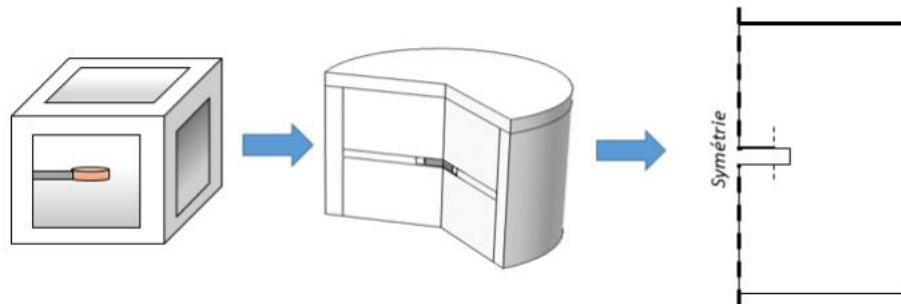


Figure 4.9- Passage du modèle 3D au modèle 2D axisymétrique.

Considérons la configuration axisymétrique suivante

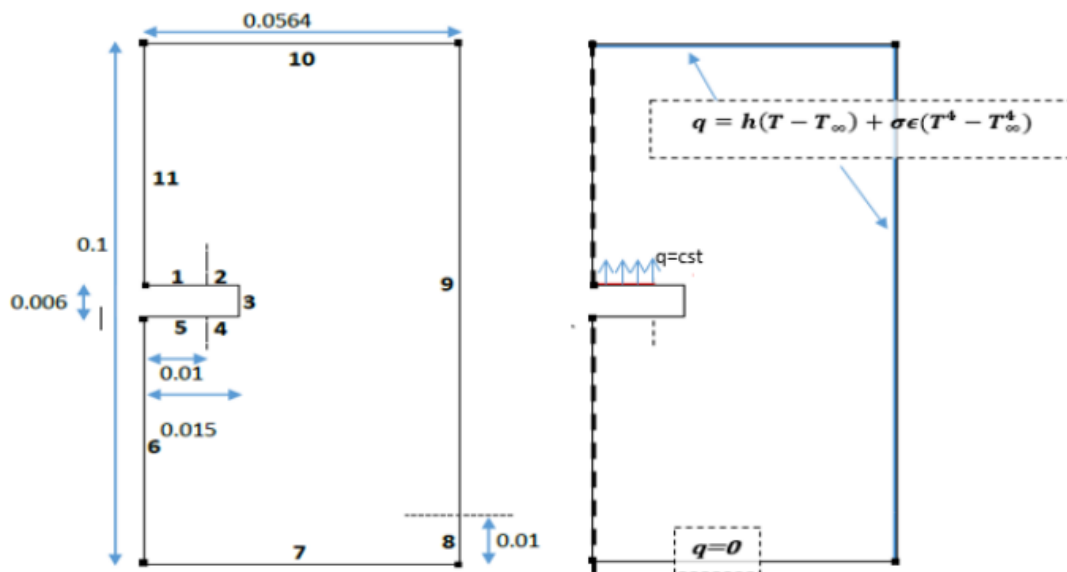


Figure 4.10- Configuration géométrique et conditions aux limites du modèle.

Pour ce premier modèle, nous ne considérons que le milieu fluide (air ambiant). L'ébulliomètre et le plexiglas ne sont représentés que par des conditions en leurs frontières et n'occupent pas un domaine physique. Ce modèle est basé sur les conditions aux limites suivantes, sur les frontières indexées conformément au schéma de la figure 4.10.

Chapitre 4 : Etude expérimentale et modélisation des transferts de chaleur en convection naturelle dans la cellule d'expérimentation

4.2.1.1 Conditions aux limites thermiques

- Frontière (1) : Flux constant de valeur q imposée à chaque simulation.
- Frontières (2,3,4,5) : Isolation thermique.
- Frontières (6,11) : flux normal nul sous l'hypothèse d'axisymétrie.
- Frontières (8,9,10) : condition de Fourier représentative des pertes dues au plexiglas.
- Frontière (7) : isolation thermique.

4.2.1.2 Conditions aux limites de vitesse

- Frontières (1-11) : Condition d'imperméabilité.

4.2.1.3 Configuration numérique étudiée

La configuration géométrique est divisée en plusieurs zones d'études où la finesse des mailles est bien contrôlée. On propose dans cette étude plusieurs maillages 2D à différents nombres de mailles et différents zones raffinées afin d'optimiser le temps et la qualité de l'étude. Ces cas sont résumés dans le tableau 4.3 et représentées dans la figure 4.11.

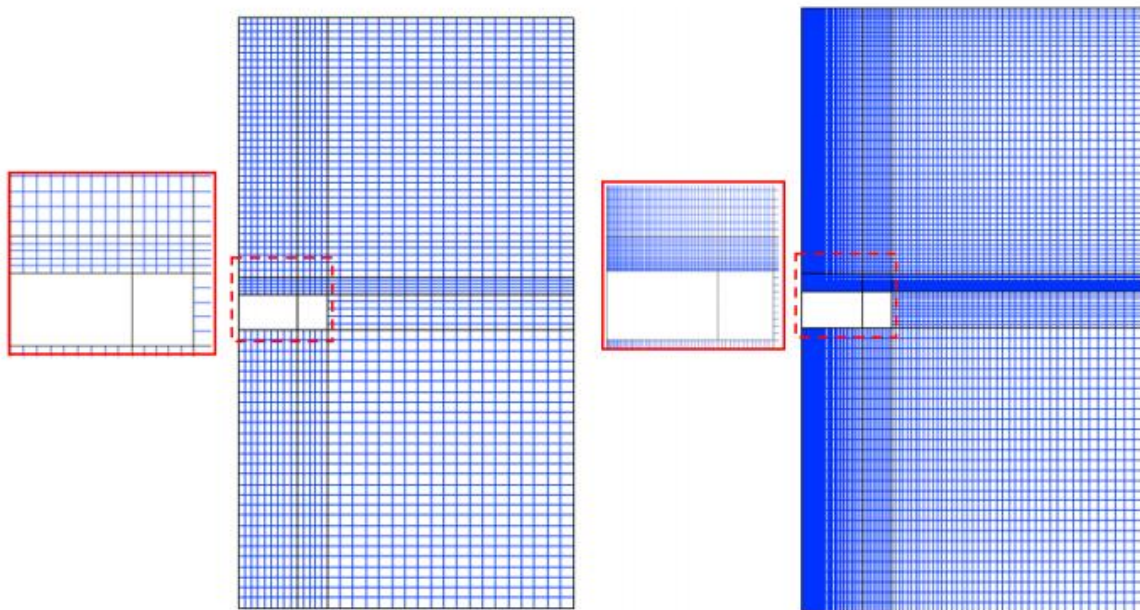


Figure 4.11- Exemples des différents maillages testés. A gauche un maillage à 2339 de température et à droite un maillage à 5636.

On voit bien que le maillage est plus raffiné près de la surface chauffante afin de prendre en compte la structure de la couche limite thermique, qui implique de grandes variations de température au voisinage de la paroi. Par ailleurs, il est judicieux de raffiner le maillage également le long de l'axe de symétrie vertical car la couche limite hydrodynamique due à l'écoulement de convection naturelle sera sur cet axe.

Chapitre 4 : Etude expérimentale et modélisation des transferts de chaleur en convection naturelle dans la cellule d'expérimentation

Tableau 4.3- Influence de la densité du maillage sur la température de la paroi chauffante pour une densité de 200 W/m².

Maillage	Temps de calcul total	T _{paroi}
2339	4m52s	45.09
3455	9m40s	47.22
5636	4h46m	47.31
9783	6h58m	47.37

Rappelons que l'objectif de notre étude est de tracer la courbe caractéristique de convection naturelle afin de les comparer avec l'expérimental. Pour ce faire on lance plusieurs simulations pour plusieurs valeurs de densité de flux, variant entre 10 W/m² et 500 W/m².

4.2.1.4 Résultats

On a lancé plusieurs simulations pour différentes densités de flux imposées et on a représenté à chaque fois le champs de température global ainsi que le champs de température à la surface supérieure où l'on a imposé le flux.

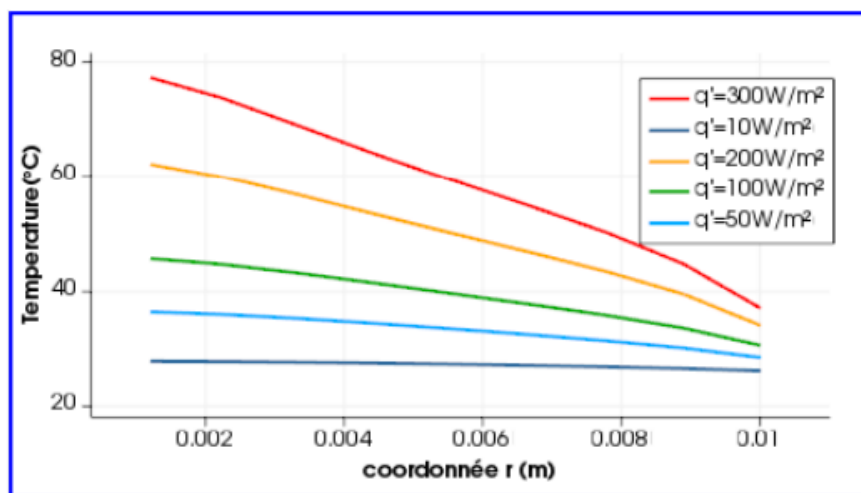


Figure 4.12- Evolution de la température sur la surface chauffante pour différentes valeurs de densités de flux imposées.

Ces résultats montrent que le champs de température sur la surface chauffante n'est pas uniforme. La différence de température entre le centre et l'extrémité augmente pour des flux plus grands (atteint 40.2°C pour une densité de 300 W/m²).

Ce résultat est contradictoire avec les résultats à la caméra thermique obtenus par Zamoum [33] qui a montré expérimentalement en utilisant une caméra thermique de type A40, que le champs de température est quasiment uniforme sur la surface chauffante.

Lors des mesures expérimentales menées parallèlement à ce travail, la mesure du champs de température est faite en un point au centre de l'ébulliomètre, étant donné que cette température est bien représentative de la température sur la surface chauffante. Par contre, ce n'est pas le cas au cours des simulations, la température au centre étant bien supérieure à la température à la

Chapitre 4 : Etude expérimentale et modélisation des transferts de chaleur en convection naturelle dans la cellule d'expérimentation

périphérie. Cette différence de température est problématique dans la mesure où l'on voudrait tracer la courbe caractéristique de transferts thermiques en convection naturelle. Il nous faudrait une température bien représentative de la température à la surface, on prendra alors la température moyenne sur la surface chauffante donnée par :

$$T_{paroi} = \frac{1}{\pi R_f^2} \int_0^{R_f} 2\pi r \cdot T(r) \cdot dr \quad (4.6)$$

Où R_f est le rayon de la paroi chauffante. On obtient la courbe de la figure 4.13

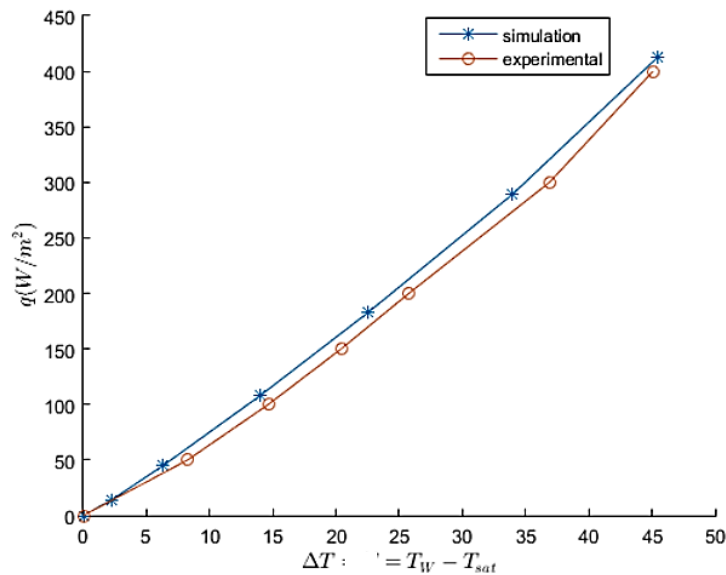


Figure 4.13- Comparaison des résultats de simulation numérique et résultats expérimentaux.

On voit bien que les caractéristiques tracées sont assez proches. Il reste cependant un petit décalage entre les 2 courbes qui indique une sous-estimation de la surchauffe ΔT , par rapport aux résultats expérimentaux.

4.2.1.5 Limites du modèle

Ce modèle nous donne une idée préliminaire sur la dynamique du fluide au sein de la cellule et la nature des transferts thermiques convectifs associés. Il nous a également permis de tracer la caractéristique de convection naturelle.

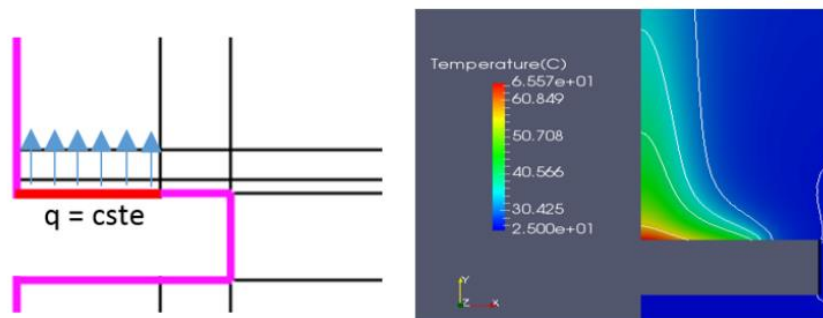
Suite aux résultats obtenus par la précédente configuration où on assimilait le fluxmètre à une paroi chauffante, nous avons opté pour la caractérisation et l'étude du comportement de l'ébulliomètre.

Ce modèle nous donne une idée préliminaire sur la dynamique du fluide au sein de la cellule et nous a permis également de tracer la caractéristique de convection naturelle afin de comparer avec les résultats expérimentaux. Cependant il est clair qu'il ne décrit pas ce qui se passe au sein

Chapitre 4 : Etude expérimentale et modélisation des transferts de chaleur en convection naturelle dans la cellule d'expérimentation

de l'ébulliomètre et ne reproduit pas de façon fidèle les caractéristiques du champs de température près de la surface de l'ébulliomètre comme on l'a bien montré dans les résultats.

Afin d'interpréter l'écart entre les résultats obtenus expérimentalement et numériquement il est essentiel de revoir les hypothèses émises au départ. En effet, nous avons supposé que l'ébulliomètre délivre un flux à densité constante le long de sa surface chauffante. La structure de la couche limite thermique est donnée par la figure 4.14. Cependant, si la température était constante, le gradient de température doit diminuer suivant la couche limite (voir chapitre 2) ce qui n'est pas le cas dans cette configuration où le gradient de température est constant (densité de flux de chaleur constante).



4.2.2 Deuxième modèle : Ebulliomètre et pertes convectives

Ce modèle caractérise les transferts de chaleur à l'intérieur de l'ébulliomètre en définissant les propriétés thermophysiques de chaque composant de ce dernier (notamment le fluxmètre). Le coefficient de transfert convectif de la paroi chauffante est pris à partir des résultats expérimentaux, quant au coefficient des pertes, il est déterminé à chaque fois par un bilan thermique.

4.2.2.1 Caractéristiques des composants de l'ébulliomètre

L'ébulliomètre est un élément contenant plusieurs matériaux dont la connaissance des propriétés est nécessaire à la modélisation numérique de l'ébulliomètre. Les principales caractéristiques du cuivre, de la résine, du téflon et du film résistif constituant l'ébulliomètre sont présentés dans le tableau 4.4.

Tableau 4.4- Caractéristiques de quelques matériaux de l'ébulliomètre.

	k (W/m.K)	ρ (kg/m ³)	C _p (J/kg.K)
Cuivre	372	8900	385
Résine	0,25	1000	1000
Téflon	0,23	2200	1035
Film résistif	372	8900	385

Chapitre 4 : Etude expérimentale et modélisation des transferts de chaleur en convection naturelle dans la cellule d'expérimentation

4.2.2.2 Caractérisation du fluxmètre

La partie la plus délicate dans la modélisation de l'ébulliomètre est l'estimation de la conductivité thermique du fluxmètre. On rappelle qu'il s'agit d'un fluxmètre à gradient tangentiel dont le principe de fonctionnement et les composants sont détaillés le chapitre 3.

4.2.2.2.1 Conductivité du fluxmètre

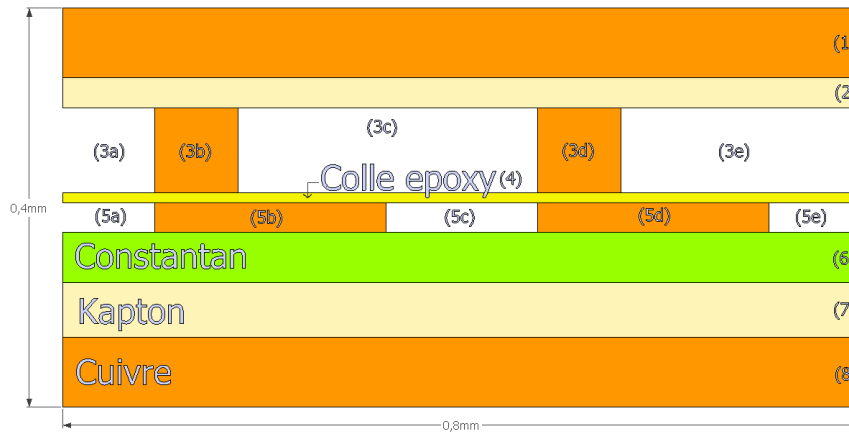


Figure 4.15- Coupe transversale du fluxmètre avec les différentes surfaces.

Les données géométriques et les propriétés thermiques des différentes couches du fluxmètre sont résumés dans le tableau 4.5.

Par analogie avec le circuit électrique, on définit la résistance thermique totale du fluxmètre :

$$R_{th} = \frac{e_1}{k_1 A_1} + \frac{e_2}{k_2 A_2} + R_{eq_3} + \frac{e_4}{k_4 A_4} + R_{eq_5} + \frac{e_6}{k_6 A_6} + \frac{e_7}{k_7 A_7} + \frac{e_8}{k_8 A_8} \quad (4.7)$$

Avec $A_1 = A_2 = A_3 = A_4 = A_5 = A_6 = A_7 = A_8 = 10^{-4} \pi \text{ m}^2$ (Surface du fluxmètre).

R_{eq_3} et R_{eq_5} sont déterminées à partir résistances en parallèle sachant que :

- La couche 3 compte dans la direction normale à celle des connecteurs, 9 portions de cuivre entourées par 10 portions de vide assimilé à l'air.
- La couche 5 compte dans la direction normale à celle des connecteurs, 31 portions de cuivre entourées par 32 portions de vide assimilé à l'air.

$$R_{eq_3} = \frac{e_3}{k_1 \sum_{i=1}^9 A_{3b_i} + k_{air}(A_1 - \sum_{i=1}^9 A_{3b_i})} \quad (4.8)$$

$$R_{eq_5} = \frac{e_5}{k_1 \sum_{j=1}^{31} A_{5b_j} + k_{air}(A_1 - \sum_{j=1}^{31} A_{5b_j})} \quad (4.9)$$

Chapitre 4 : Etude expérimentale et modélisation des transferts de chaleur en convection naturelle dans la cellule d'expérimentation

Tableau 4.5- Caractéristiques des couches du fluxmètre.

Couches	1	2	$\sum_{i=1}^9 A_{3b}$	$\sum A_{3c}$	4	$\sum_{j=1}^{31} A_{5b}$	$\sum A_{5c}$	6	7	8
Epaisseur (mm)	0,07	0,03	0,085	0,085	0,01	0,03	0,03	0,05	0,055	0,07
Surface (mm ²)	314,16		112,67	201,49	314,16	157,08		314,16		
k (W/m.K)	372	0,12	372	0,03	0,6	372	0,03	23	0,12	372
Cp (J/kg.K)	385	1090	385	1006	1800	385	1006	384	1090	385
ρ (kg/m ³)	8900	1420	8900	1,3	1600	8900	1,3	8900	1420	8900
Résistance thermique (10 ⁻³)	0,599	795,775	1,136		53,052	0,513		6,92	1458,92	0,599
Pourcentage (%)	0,03	34,34	0,05		2,29	0,02		0,3	62,94	0,03
Résistance équivalente (K/W)	2,318									

$$R_{th_f} = \frac{e_f}{k_f A_f} \quad (4.10)$$

$$k_f = \frac{e_f}{R_{th_f} A_f} \text{ avec } \begin{cases} R_{th_f} \text{ la résistance thermique équivalente du fluxmètre} \\ e_f \text{ l'épaisseur du fluxmètre} \\ k_f \text{ la conductivité thermique du fluxmètre} \\ A_f \text{ la surface d'échange du fluxmètre} \end{cases}$$

On a : $R_{th_f} = 2,32 \text{ K/W}$; $e_f = 0,4 \text{ mm}$; $A_f = 10^{-4} \pi \text{ m}^2$

D'où :

$$k_f = 0,55 \text{ W/(m. K)}$$

4.2.2.2 Masse volumique du fluxmètre

On peut déterminer la masse volumique équivalente en utilisant la formule de conservation de masse suivante avec les différentes couches du fluxmètre :

$$\rho_f V_f = \rho_1 (V_1 + V_8 + V_{3_{Cu}} + V_{5_{Cu}}) + \rho_2 (V_2 + V_7) + \rho_4 V_4 + \rho_6 V_6 + \rho_{3c} (V_{3_{air}} + V_{5_{air}}) \quad (4.11)$$

$$\text{avec } \begin{cases} \rho_f \text{ la masse volumique du fluxmètre} \\ V_f \text{ le volume du fluxmètre} \\ \rho_i \text{ la masse volumique de la couche } i \\ V_i \text{ le volume de la couche } i \end{cases}$$

Chapitre 4 : Etude expérimentale et modélisation des transferts de chaleur en convection naturelle dans la cellule d'expérimentation

On en déduit la masse volumique du fluxmètre ρ_f :

$$\rho_f = 6114 \text{ kg/m}^3$$

4.2.2.2.3. Capacité thermique du fluxmètre

Pour la capacité thermique équivalente, la conservation de puissance donne :

$$\rho_f V_f C_{p_f} = \rho_1 (V_1 + V_8 + V_{3_{Cu}} + V_{5_{Cu}}) C_{p_1} + \rho_2 (V_2 + V_7) C_{p_2} + \rho_4 V_4 C_{p_4} + \rho_6 V_6 C_{p_6} + \rho_{3c} (V_{3_{air}} + V_{5_{air}}) C_{p_{3c}} \quad (4.12)$$

$$\text{avec } \begin{cases} C_{p_f} & \text{la capacité thermique du fluxmètre} \\ C_{p_i} & \text{la capacité thermique de la couche } i \end{cases}$$

On en déduit la capacité thermique du fluxmètre C_{p_f} :

$$C_{p_f} = 429 \text{ J/(kg. K)}$$

Nous disposons ainsi de toutes les propriétés thermophysiques des différents éléments constituant l'ébulliomètre. Nous sommes donc en mesure de procéder aux modélisations nécessaires.

4.2.2.3 Hypothèses de modélisation

L'outil SOLID exploité, est basé sur la méthode des volumes finis en deux dimensions 2D qui consiste à intégrer l'équation de la chaleur sur des volumes élémentaires.

L'équation locale de la chaleur dans chaque couche de l'ébulliomètre s'écrit :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = k \cdot \text{div}(\nabla T) \quad (4.13)$$

Les conditions aux limites sont les suivantes :

- A $z = z_{sup}$

$$-k_1 \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z_{sup}} = h(T - T_{\infty}) \quad (4.14)$$

- A toutes les autres interfaces entre deux couches i et j , on a :

$$\begin{cases} -k_i \left. \frac{\partial T_i}{\partial z} \right|_{z_i} = -k_j \left. \frac{\partial T_j}{\partial z} \right|_{z_j} \\ -k_i \left. \frac{\partial T_i}{\partial z} \right|_{z_i} = \frac{(T_i^* - T_j^*)}{R_{C_j}} \end{cases} \quad (4.15)$$

Chapitre 4 : Etude expérimentale et modélisation des transferts de chaleur en convection naturelle dans la cellule d'expérimentation

$$\text{avec } \begin{cases} h \text{ est un coefficient d'échange convectif entre la paroi et le fluide} \\ T_i^* \text{ la température moyenne de la couche } i \\ R_{c_j} \text{ représente une résistance thermique de contact} \end{cases}$$

Insertion des données dans SOLID

Dans l'outil exploité, l'ébulliomètre peut être représenté de manière axisymétrique afin d'optimiser le temps de calcul.

Plusieurs maillages ont été testés et nous avons opté pour celui qui nous permettait d'optimiser les temps de calculs. Celui qui a été retenu contient 625 points de calcul de température pour une surface de 90 mm².

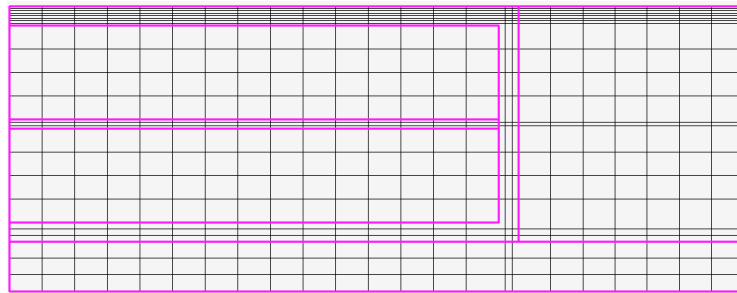


Figure 4.16- Maillage de l'ébulliomètre dans SOLID (625 mailles).

Pour mener à bien les simulations, nous avons besoin d'intégrer dans l'outil, les coefficients d'échange convectif entre l'ébulliomètre et le milieu environnant. Nous allons donc procéder à la détermination de ces coefficients en faisant un bilan d'énergie sur tout le corps.

$$\rho_e V_e C_{p_e} \frac{dT(t)}{dt} = q''_{in} A_{sup} - q''_{sup} A_{sup} - q''_{loss} A_{loss} \quad (4.16)$$

Avec les paramètres :

$$\begin{cases} \rho_e V_e \text{ la masse de l'ébulliomètre} \\ C_{p_e} \text{ la capacité calorifique de l'ébulliomètre} \\ q''_{in} A_{sup} \text{ la puissance imposée par le film résistif} \\ q''_{sup} A_{sup} \text{ la puissance enregistrée par le fluxmètre supérieur} \\ q''_{loss} A_{loss} \text{ la puissance perdue à travers toutes les autres faces} \end{cases}$$

En régime permanent à un flux imposé puis en supposant des coefficients d'échange convectif constants entre chaque face de l'ébulliomètre et le fluide, nous obtenons :

$$q''_{in} A_{sup} - q''_{sup} A_{sup} - q''_{loss} A_{loss} = 0 \quad (4.17)$$

$$q''_{in} A_{sup} - h_{sup} (T_w - T_\infty) A_{sup} - h_{loss} (T_l - T_\infty) A_{loss} = 0 \quad (4.18)$$

Chapitre 4 : Etude expérimentale et modélisation des transferts de chaleur en convection naturelle dans la cellule d'expérimentation

où $\left\{ \begin{array}{l} T_w \text{ la température enregistrée à la surface supérieure de l'ébulliomètre} \\ T_l \text{ la température moyenne des autres faces de l'ébulliomètre} \\ T_\infty \text{ la température moyenne du fluide dans la cellule} \\ h_{sup} \text{ le coefficient d'échange par la face supérieure de l'ébulliomètre} \\ h_{loss} \text{ le coefficient d'échange moyen des autres faces de l'ébulliomètre} \end{array} \right.$

Sur la base des résultats expérimentaux et de la relation $q = h \cdot \Delta T$, nous pouvons déduire le coefficient d'échange h_{sup} à la face supérieure de l'ébulliomètre. Par contre, ne disposant pas des valeurs de température sur les autres faces nous ne pouvons déduire h_{loss} . Pour lever cette indétermination, nous supposerons dans un premier temps que $T_l = T_w$ afin de déterminer un coefficient initial de pertes que nous ajusterons au fur et à mesure afin de retrouver le régime permanent en température obtenu au cours des expériences.

Toutes les caractéristiques ci-dessus déterminées ont été insérées et la puissance imposée dans le film résistif traduite sous forme d'enthalpie telle que la reconnaît le logiciel.

4.2.2.4 Résultats et interprétations

Les données expérimentales, le bilan d'énergie et l'ajustement des coefficients d'échange dû aux surfaces autres que la face supérieure de l'ébulliomètre nous permettent d'obtenir les résultats suivants :

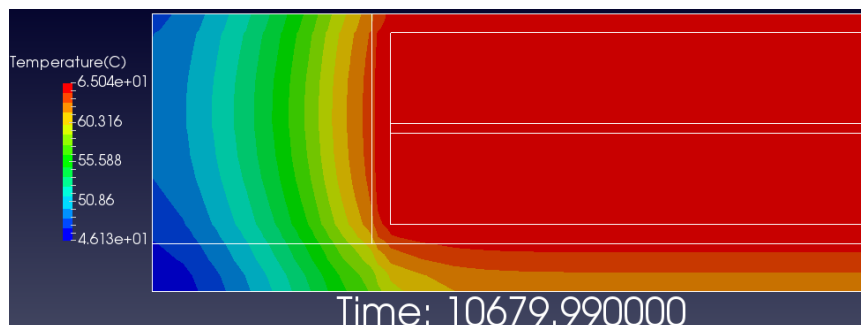


Figure 4.17-- Champ de température dans l'ébulliomètre pour une puissance de 0,9 W.

Chapitre 4 : Etude expérimentale et modélisation des transferts de chaleur en convection naturelle dans la cellule d'expérience

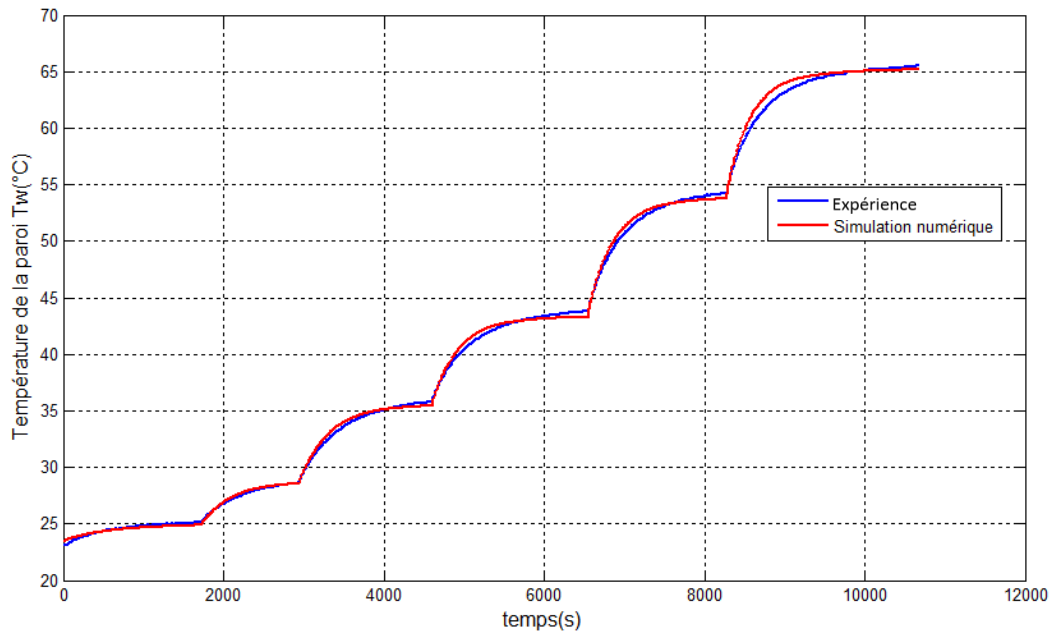


Figure 4.19- Evolution comparée de la température de la paroi au cours du temps.

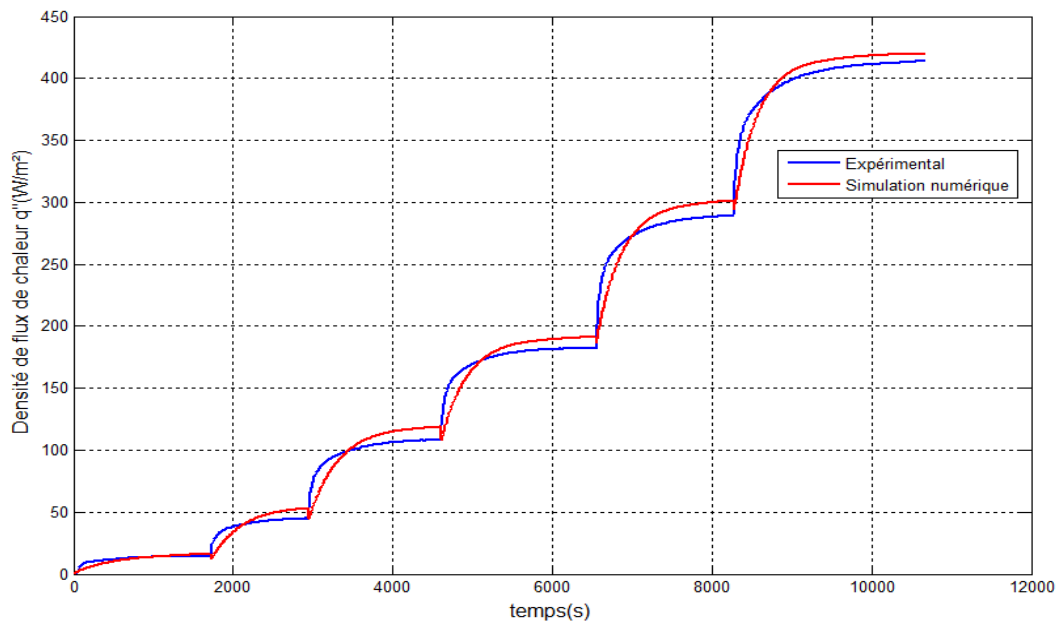


Figure 4.18- Evolution comparée de la densité de flux de chaleur au cours du temps.

Tableau 4.6- Ecarts obtenus entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques.

q Expérimental (W/m^2)	q Numérique (W/m^2)	Erreur relative
14.23	15.26	7.31%
44.73	51.11	14.26%
108.09	117.33	8.54%
182.23	190.76	4.68%
289.4	295.79	2.2%
413.05	419.82	1.63%

Chapitre 4 : Etude expérimentale et modélisation des transferts de chaleur en convection naturelle dans la cellule d'expérimentation

4.2.2.5 Limites du modèle

Ce modèle a donné de bons résultats comparés aux résultats obtenus expérimentalement. De plus il caractérise les transferts thermiques à l'intérieur de l'ébulliomètre.

Cependant, dans ce modèle il y'a eu des ajustements concernant les coefficients de transferts thermiques. Le coefficient d'échange sur la paroi supérieure est mis comme condition aux limites à partir du coefficient d'échange obtenu expérimentalement. Quant au coefficient des pertes, il est déterminé à partir d'un bilan thermique. Ce qui fait que ce modèle est destiné à la caractérisation de l'ébulliomètre uniquement, il ne caractérise pas les transferts convectifs dans la cellule.

4.2.3 Modèle complet : Prédiction des transferts de chaleur dans la cellule

Ce modèle combine les deux précédents en intégrant la structure interne de l'ébulliomètre dans le premier modèle. On a pu ainsi modéliser les transferts thermiques conducto-convectifs sur la paroi chauffante. Pour ce modèle nous considérons la configuration suivante en axisymétrie:

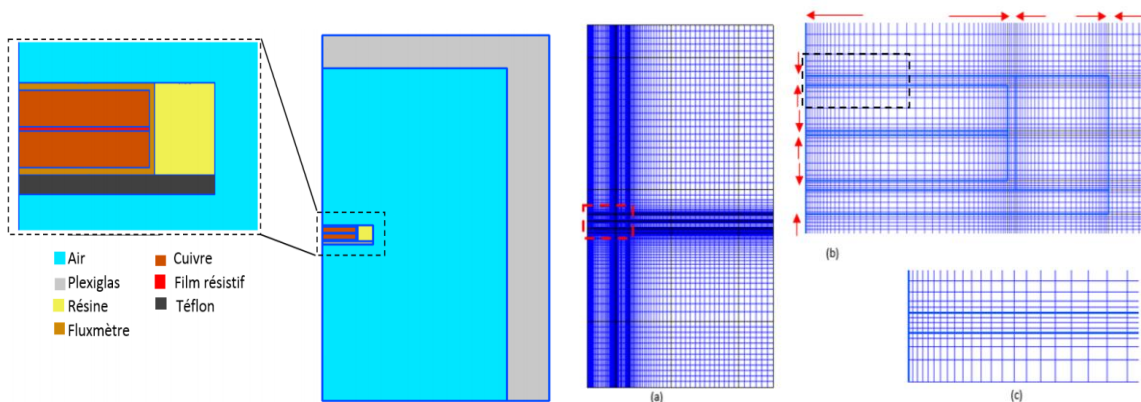


Figure 4.20- Configuration géométrique et maillage.

Pour ce modèle on considère les hypothèses suivantes :

- Toutes les interfaces sont considérées parfaites. On néglige dans un premier temps les résistances thermiques de contact entre les interfaces solide/solide. Cette condition remplace alors la condition de Fourier de transferts convectifs sur toute la surface extérieure de l'ébulliomètre.
- On impose une puissance constante au niveau du film résistif, qu'on fait varier à chaque test.
- Toutes les interfaces solide/fluide sont imperméables.

4.2.3.1 Configuration étudiée :

On s'intéresse particulièrement dans cette étude à ce qui se passe sur les périphéries de l'ébulliomètre, notamment l'étude des flux sortants par les différentes surfaces et le champs de température sur la surface supérieure.

Chapitre 4 : Etude expérimentale et modélisation des transferts de chaleur en convection naturelle dans la cellule d'expérimentation

Afin de vérifier certaines hypothèses émises aux modèles précédents, on considère une simulation préliminaire pour une puissance imposée à la résistance chauffante $P=0.4$ W.

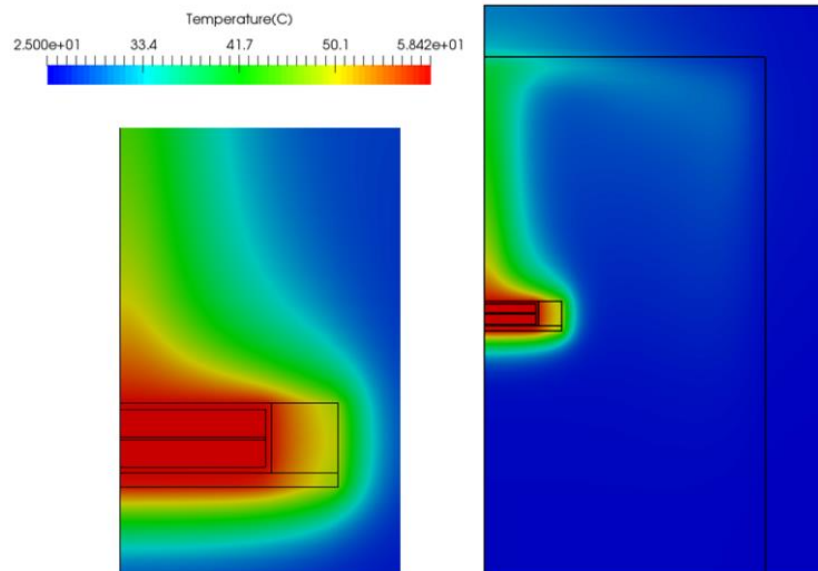


Figure 4.21- Champs de température global dans la cellule. Zoom sur l'ébulliomètre à gauche.

La première étape était de vérifier si le bilan d'énergie est vérifié, on a mesuré numériquement les flux des différentes surfaces extérieures et comparé avec la puissance imposée au niveau du film résistif. On résume les résultats dans le tableau 4.7.

Tableau 4.7- Bilan thermique et répartition des flux sur la surface de l'ébulliomètre en simulation numérique pour une puissance imposée de 0.4 W.

Surface	Flux sortant (W)	Pourcentage	Densité de flux(W/m^2)
Fluxmètre	0.053	12.95%	164.45
Résine sup	0.059	14.42%	161.02
latérale (Résine + Téflon)	0.153	37.4%	279.52
Téflon	0.144	35.2%	204.51
Total	0.409	100%	

On voit en premier lieu que le bilan thermique est bien vérifié. Cependant, les travaux sur ce modèle sont toujours en cours. La configuration adéquate aux conditions d'expérience n'est pas simple à identifier car ce dernier modèle est traité indépendamment de tout résultat expérimental.

Chapitre 4 : Etude expérimentale et modélisation des transferts de chaleur en convection naturelle dans la cellule d'expérimentation

4.3 Conclusion

Ce chapitre est le fruit d'un travail en équipe où on s'est intéressé à l'étude de convection naturelle à l'air libre sur la paroi d'un élément chauffant, à l'intérieure d'une cellule fermée. Une étude expérimentale a été faite, la comparaison avec les corrélations de la littérature a donné des résultats satisfaisant qui confirment la fiabilité des mesures du fluxmètre.

Ce chapitre a traité aussi trois modèles numériques. Les deux premiers modèles sont indépendants et modélisent des phénomènes de transferts thermiques différents. Ces modèles ont été comparés indépendamment avec les résultats expérimentaux et on a obtenu les courbes caractéristiques assez proches. Le troisième modèles combine les deux premiers modèles et modélise le phénomène de convection naturelle d'une manière indépendante de tous les résultats expérimentaux quoique les travaux sur ce dernier soient toujours en cours.

La validation des résultats expérimentaux numériquement est un travail très intéressant mais aussi très dur. Beaucoup de défis ont été relevés pour comprendre chaque différence et dépasser tout obstacle qu'on a rencontré dans le cadre de cette étude.

Chapitre 5 : Ebullition en multi-sites, résultats et interprétations

Dans ce chapitre, on s'intéresse à étudier les transferts de chaleur en convection naturelle et en ébullition nucléée entre une paroi et un liquide de type fluorinert (FC72). Cette étude est basée sur la détermination et l'analyse des courbes caractéristiques des transferts de chaleur. On présentera par la suite une étude de l'influence de l'orientation de la paroi et des conditions de saturation du fluide sur les transferts de chaleur et sur le point d'apparition des bulles de vapeur. Ce point correspond à la transition entre la convection naturelle et l'apparition du régime d'ébullition nucléée. Des interprétations seront données au niveau de chaque partie bien qu'il s'agisse d'un thème d'actualité où les recherches continuent pour comprendre davantage le mécanisme des transferts thermiques en ébullition.

Au préalable, il est essentiel de bien définir le temps de réponse de l'ébulliomètre et se familiariser avec les calculs d'incertitude qui sont des notions de base pour tout travail expérimental.

5.1 Temps de réponse de l'ébulliomètre et incertitude de mesures

5.1.1 Temps de réponse

Avant de commencer les expériences d'ébullition, il est important de bien connaître le temps de réponse de l'ébulliomètre. C'est le temps nécessaire pour atteindre le régime permanent en termes de la densité de flux de chaleur et la température à la surface de l'ébulliomètre pour une puissance imposée donnée. Toute courbe d'ébullition est tracée pour des régimes permanents atteints à partir des différentes puissances imposées, ceci va permettre d'avoir une idée sur le temps minimal pour considérer le régime permanent et être en mesure de déterminer les lois de transfert de chaleur caractéristiques avant d'aborder une autre condition opératoire.

Pour cela on a travaillé dans cette partie à un angle d'inclinaison de 0° et dans des conditions de saturation de 56.5°C et 1 bar. On a commencé par imposer une première puissance de 0.9W qui correspond à un régime de convection naturelle et on a attendu le régime permanent. Une fois s'être assuré que le régime est établi, on a imposé une deuxième puissance de 3.6W qui correspond à un régime d'ébullition nucléée. On a mesuré à la fois la température de la surface de l'ébulliomètre et la densité de flux de chaleur tout en s'assurant qu'on était toujours aux conditions de saturation durant l'expérience.

On remarque d'après la figure 5.1 que le temps de réponse est autour de 220 s pour à la fois la température et la densité du flux de chaleur. Quand la puissance imposée est modifiée, les réponses du fluxmètre et du thermocouple de l'ébulliomètre sont importantes durant les 100 premières secondes et se stabilisent par la suite pour atteindre le régime permanent les 100 secondes qui s'en suivent.

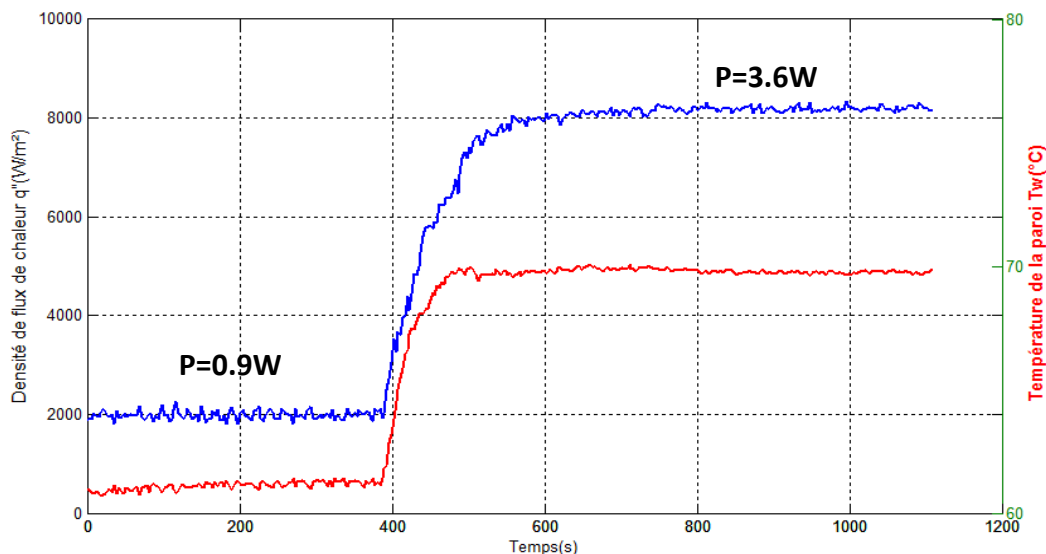


Figure 5.1- Temps de réponse de l'ébulliomètre pour deux valeurs de puissance imposées.

5.1.2. Calculs statistiques et incertitudes

On s'intéresse dans cette partie à montrer des exemples de calculs statistiques dans un travail expérimental ainsi que le calcul des incertitudes sur les erreurs aléatoires par l'écart-type.

Pour cela, on a récupéré toutes les mesures de l'expérience précédente ($P=0.9W$ et $P=3.6W$) en températures et en densités de flux pour un régime de convection naturelle et un régime d'ébullition nucléée. On définit l'incertitude de mesure sur l'erreur aléatoire pour chaque régime permanent en calculant l'écart-type associé à la série de mesures (intervalle de temps entre chaque mesure de 3s) qui caractérise la dispersion des valeurs attribuées au mesurande. Ainsi chaque valeur moyenne des mesures qu'on estimera comme conventionnellement vraie sera accompagnée par son incertitude.

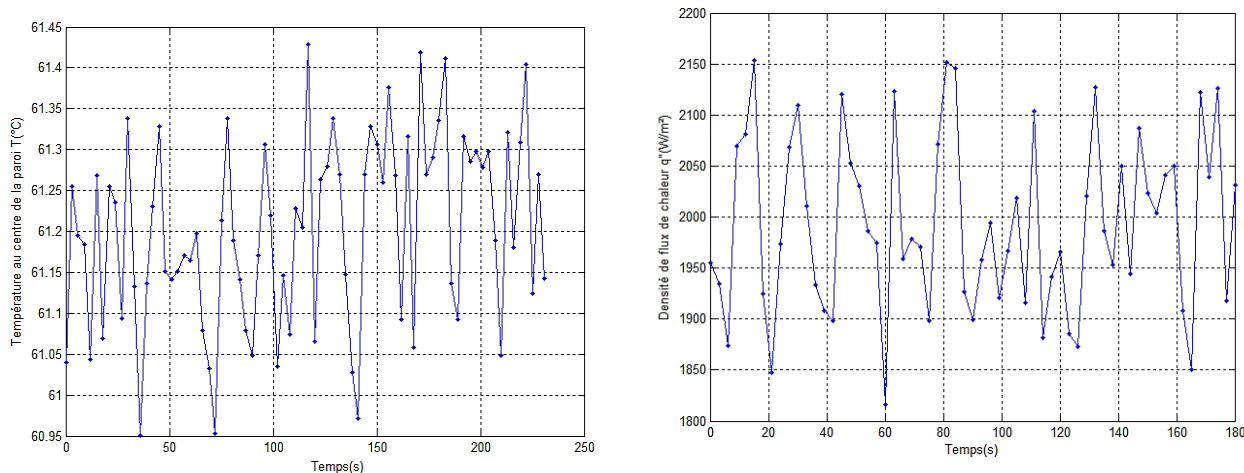


Figure 5.2- Variation temporelle de la température de paroi et la densité de flux de chaleur au régime permanent pour une puissance imposée de 0.9W.

Chapitre 5 : Ebullition en multi-sites, résultats et interprétations

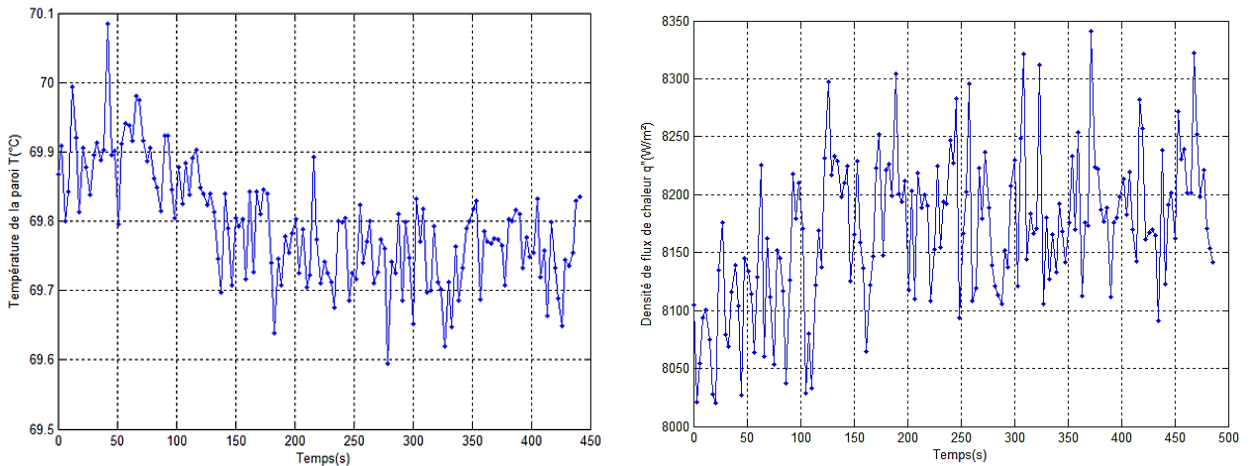


Figure 5.3- Variation temporelle de la température de la paroi et la densité de flux de chaleur en régime permanent pour une puissance imposée de 3.6 W.

Tableau 5.1- Ecarts et incertitudes de mesure pour une puissance 0.9W.

	Valeur moyenne	Valeur min	Valeur max	Ecart-type	Ecart-type relatif	Ecart maximal
Température de la paroi $T_w(°C)$	61.2	60.95	61.43	± 0.1156	0.19%	0.478
Densité de flux de chaleur $q''(W/m^2)$	1993	1816	2154	± 86.88	4.36%	338

Tableau 5.2- Ecarts et incertitudes de mesure pour une puissance imposée de 3.6W.

	Valeur moyenne	Valeur min	Valeur max	Ecart-type	Ecart-type relatif	Ecart maximal
Température de la paroi $T_w(°C)$	69.79	69.59	70.08	± 0.0824	0.12%	0.49
Densité de flux de chaleur $q''(W/m^2)$	8169	8020	8341	± 64.7	0.79%	320.1

On constate qu'en régime permanent les mesures données par les capteurs sont très proches en convection naturelle et en ébullition nucléée. Ceci nous permet de dire que la fiabilité des mesures est très bonne. L'incertitude sur la mesure de température est de l'ordre de $0.1°C$ alors que l'incertitude sur la mesure des densités de flux n'atteint pas $0.1kW/m^2$. De plus l'écart maximal enregistré pour les températures est de l'ordre de $0.3°C$ ainsi que $0.3kW/m^2$ pour les densités de flux de chaleur.

5.2. Etude de la courbe d'ébullition à 56.5°C et 1 bar

5.2.1 Courbe d'ébullition et incertitude de mesure

Après l'opération de dégazage, la température de 56.5°C est maintenue à l'intérieur de la cellule pour la phase liquide et vapeur correspondant à une pression de saturation de 1 bar. Plusieurs puissances sont imposées par la suite au niveau de l'alimentation du film résistif de l'ébulliomètre, ainsi pour chaque puissance imposée, les valeurs de la température de la paroi ainsi que la densité de flux de chaleur sont enregistrés à chaque régime permanent atteint après avoir dépassé le temps de réponse indiqué dans la partie précédente de ce chapitre. A partir de ces mesures, la courbe d'ébullition à flux imposé est tracée.

Notons que dans ce travail on ne s'est intéressé qu'à deux régimes de la courbe d'ébullition, à savoir le régime de convection naturelle suivi par le régime d'ébullition nucléée. On a donc évité de travailler à des surchauffes très importantes, ce qui déclencherait l'ébullition en film et entrainerait une augmentation remarquable et instantanée de la surchauffe détruisant l'ébulliomètre comme on l'a vu dans le chapitre 2. De plus le constructeur du fluxmètre recommande fortement de ne pas dépasser une température de 80°C.

La courbe d'ébullition obtenue expérimentalement pour une orientation de l'ébulliomètre à un angle de 0° est donnée par la figure 5.6.

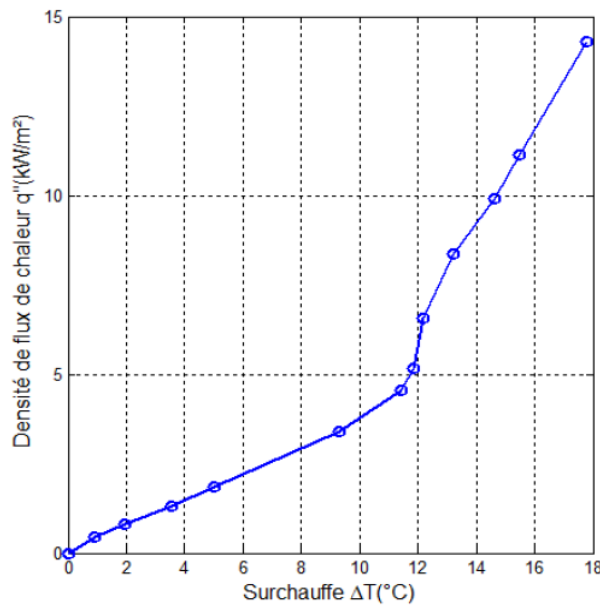


Figure 5.4- Courbe d'ébullition à flux croissant imposé ($T_{sat}=56.5^{\circ}\text{C}$, $P_{sat}=1\text{bar}$).

Les deux régimes de la courbe d'ébullition sont bien visualisés sur la courbe obtenue, à savoir le régime de convection naturelle pour des surchauffes entre 0 et 11 °C suivi par le régime d'ébullition nucléée pour des surchauffes dépassant 12°C. On note que pour le régime de convection naturelle le coefficient de transfert convectif entre la paroi et le liquide est autour de 0.4kW/m²K alors que pour le régime d'ébullition nucléée, le coefficient de transfert thermique diphasique est beaucoup plus important (pente plus importante) et est autour de 0.7kW /m²K.

Chapitre 5 : Ebullition en multi-sites, résultats et interprétations

Ainsi on a prouvé expérimentalement que les transferts thermiques en ébullition sont plus importants qu'en convection naturelle et sont d'ailleurs aussi beaucoup plus compliqués. En effet, c'est le mouvement important de détachement des bulles emportant une quantité de chaleur avec elles et engendrant le refroidissement de la paroi par le liquide au voisinage qui fait en sorte que l'évacuation de chaleur soit plus importante. Ceci se traduit sur la courbe par coefficient de transfert thermique plus élevé :

$$h = \frac{q}{\Delta T}$$

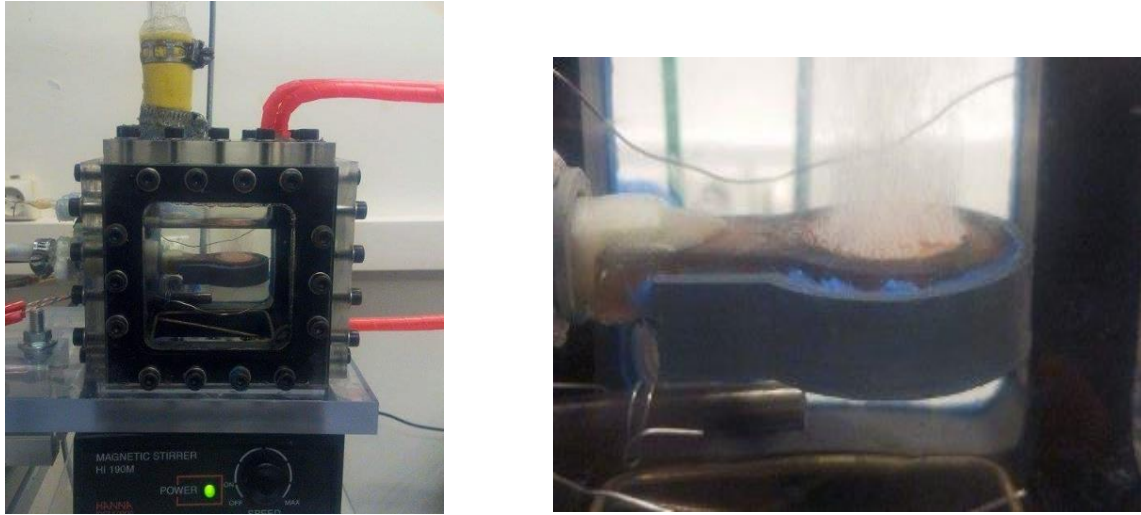


Figure 5.5- Photo de la cellule au cours de l'expérience d'ébullition. Ebulliomètre à 0°.

On résume les données expérimentales permettant le tracé de la courbe d'ébullition ainsi que les incertitudes associées dans le tableau 5.3.

Tableau 5.3- Tableau récapitulatif des mesures et incertitudes associées.

Puissance imposé P(W)	Température de la paroi mesurée $T_w(^{\circ}\text{C})$	Incertitude relative sur la température	Densité de flux mesurée $q(\text{kW}/\text{m}^2)$	Incertitude relative sur la densité de flux
0.225	57.44	$\pm 0.11\%$	0.445	$\pm 9.23\%$
0.4	58.45	$\pm 0.09\%$	0.832	$\pm 8.55\%$
0.625	60.07	$\pm 0.125\%$	1.311	$\pm 7.68\%$
0.9	61.3	$\pm 0.135\%$	1.9	$\pm 4.03\%$
1.64	65.82	$\pm 0.14\%$	3.39	$\pm 7.28\%$
1.95	67.93	$\pm 0.19\%$	4.57	$\pm 8.1\%$
2.45	68.36	$\pm 0.16\%$	5.17	$\pm 1.1\%$
3.08	68.67	$\pm 0.11\%$	6.58	$\pm 0.95\%$
3.72	69.87	$\pm 0.12\%$	8.36	$\pm 0.7\%$
4.36	71.11	$\pm 0.16\%$	9.9	$\pm 0.65\%$
5.04	71.98	$\pm 0.15\%$	11.13	$\pm 0.8\%$
6.64	74.3	$\pm 0.16\%$	14.3	$\pm 1\%$

Il est intéressant de présenter les incertitudes de mesure graphiquement avec les barres d'erreur. Cependant dans notre cas, les incertitudes sont trop faibles pour être bien visualisés sur l'échelle de la courbe d'ébullition. On joint en annexe la courbe avec les barres d'erreur.

5.2.2 Reproductibilité et comparaison

Dans cette partie une comparaison a été faite avec la courbe obtenue par Zamoum [33] qui était le premier à travailler sur ce dispositif expérimental après l'avoir réalisé, et qui est l'auteur de plusieurs résultats récents sur l'ébullition et les transferts thermiques associés. Il a présenté dans son travail plusieurs courbes d'ébullition mais principalement à des températures plus basses (majoritairement à 36°C). Le travail à des températures élevées est très délicat par rapport au maintien de la température et la minimisation des pertes vers le milieu ambiant. Cependant, dans l'une de ses études, pour mettre en évidence l'influence de la température et pression de saturation, il a présenté une série de courbes à des températures différentes dont l'une est à 56.5°C qui a servi comme référence de comparaison.

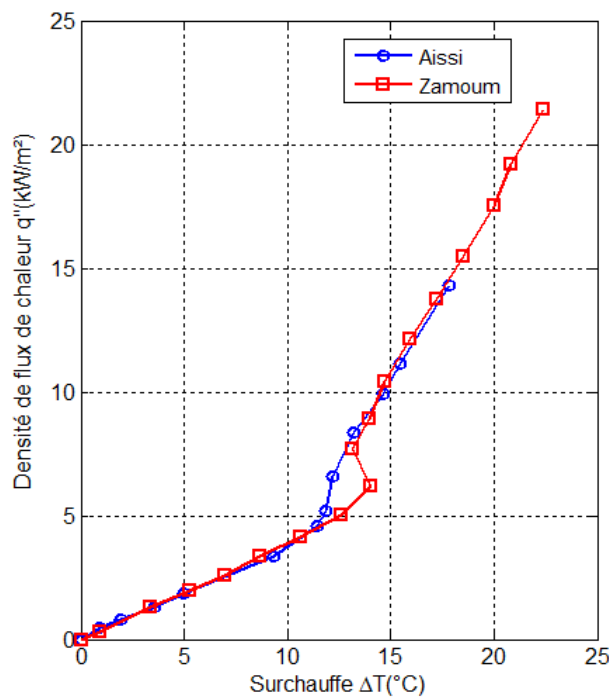


Figure 5.6- Comparaison de la courbe d'ébullition avec la courbe obtenue par Zamoum.

L'allure de la courbe obtenue est pratiquement identique à celle obtenue par Zamoum, en effet les courbes sont confondues en régime de convection naturelle et en régime d'ébullition nucléée. La seule différence observée est dans la zone de transition du régime de convection naturelle vers le régime d'ébullition nucléée. La courbe qu'on a obtenue présente un saut dans la zone de transition à température presque constante alors que dans la courbe obtenue par Zamoum, la transition se fait par un refroidissement de la paroi (recul de température) ce qui n'a pas été obtenu durant la série de manipulations de ce travail.

Chapitre 5 : Ebullition en multi-sites, résultats et interprétations

Un intérêt particulier a été porté sur cette zone de transition pour comprendre ce qui s'y passait. Pour cela, on a imposé plusieurs puissances à un pas très réduit pour voir ce qui se passait au niveau de la paroi chauffante. On a remarqué qu'il y'avait une ébullition au niveau des sites parasites qui se déclenchait dans la périphérie du fluxmètre avant que le régime d'ébullition ne se développe sur toute la paroi. Cette activation des sites est due à la présence de vapeur (ou d'air) piégée dans les imperfections de surface autour du fluxmètre. Ces sites ont ainsi tendance à être activés avant d'autres sites sur la paroi chauffante.

Comme ces sites empêchent le déclenchement direct du régime d'ébullition nucléée sur la paroi, ça pourrait expliquer la différence qu'il y'a eu au niveau de la zone de transition.

Pour y remédier, on a fait un polissage de la surface de l'ébulliomètre avec un papier verre 1200 et les expériences ont été reprises pour une deuxième et troisième fois.

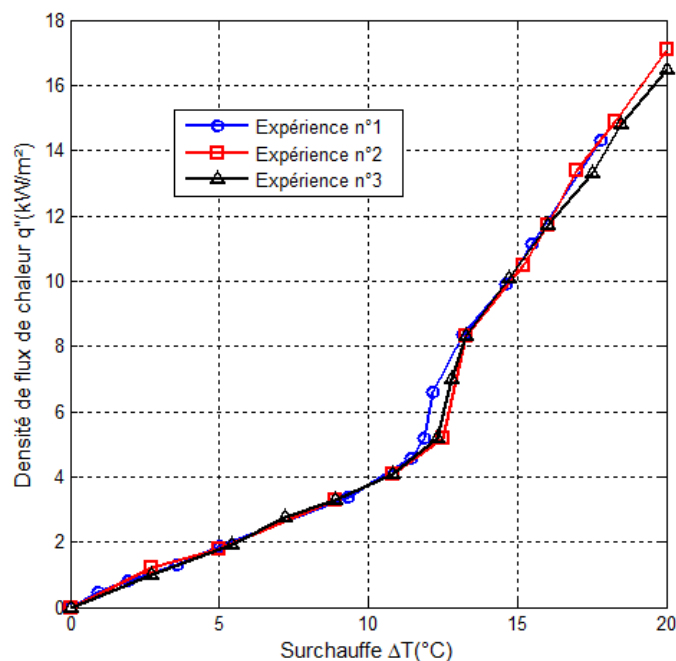


Figure 5.7- Reproductibilité de la courbe d'ébullition à flux imposé croissant

Les tests de reproductibilité ont donné des courbes très proches de la première courbe de référence. Cependant, même en utilisant un papier verre, les sites parasites ont été réduits mais pas éliminés. C'est ce qui explique que les courbes noire et rouge sont translatées vers la droite en zone de transition car dans l'expérience de référence, les sites parasites ont été activés pour une surchauffe inférieure aux deux dernières expériences où l'état de surface a été traité.

Cependant, il était risqué d'intervenir encore plus sur l'état de surface de l'ébulliomètre, car le fluxmètre a une épaisseur de $400\mu\text{m}$ qui peut être facilement dégradée par polissage de surface.

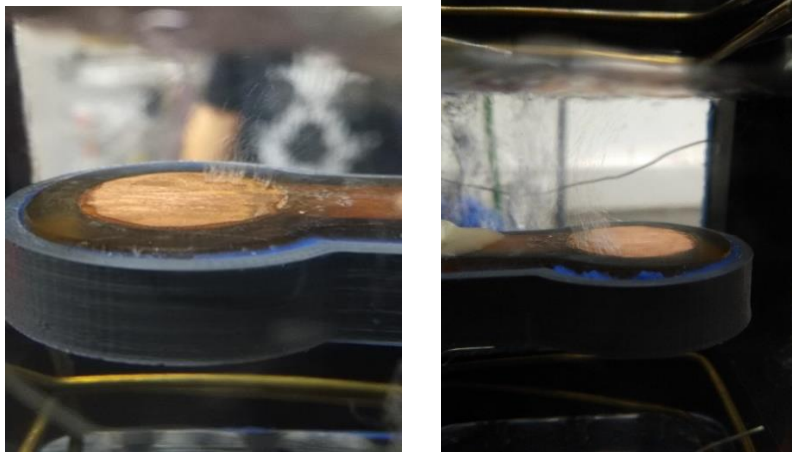


Figure 5.8- Apparition des sites parasites sur l'interface fluxmètre-résine.

L'activation des sites parasites reste ainsi une hypothèse qui pourrait expliquer cette différence au niveau de la zone de transition, l'explication de ce qui se passe entre le passage du régime de convection naturelle vers l'ébullition nucléée suscite actuellement beaucoup de recherches tandis que certains auteurs ne mettent même pas en évidence ce recul de température au niveau de l'allure des courbes d'ébullition qu'ils proposent [1] [23] [24].

C'est la modification de la couche limite thermique qui traduit cette baisse de surchauffe. En réalité, la transition se fait à un flux presque constant, alors que les transferts thermiques s'intensifient en ébullition nucléée, l'épaisseur de la couche limite diminue et elle est inversement proportionnelle au coefficient de transfert thermique h qui va donc augmenter. Pour répondre à cette continuité de flux dans la zone de transition, la température doit systématiquement diminuer pour que le produit du coefficient de transfert thermique multiplié par la surchauffe reste presque constant.

5.3 Courbe d'ébullition à flux décroissant : Effet d'hystérésis

A partir du flux maximal obtenu dans la courbe d'ébullition de la figure 5.4, une expérience d'ébullition à flux décroissant a été faite. Pour commencer, une puissance importante est imposée au film résistif de l'ébulliomètre déclenchant l'ébullition nucléée en régime bien développé tout en gardant le fluide à son état de saturation de 56.5°C et 1 bar. On enregistre pour chaque puissance imposée la valeur de la température de la paroi et la densité de flux de chaleur pour chaque régime permanent atteint, mais cette fois ci, la courbe d'ébullition est tracée en chemin inverse par la diminution à chaque fois de la puissance imposée. On représente les résultats obtenus dans le graphe de la figure 5.9.

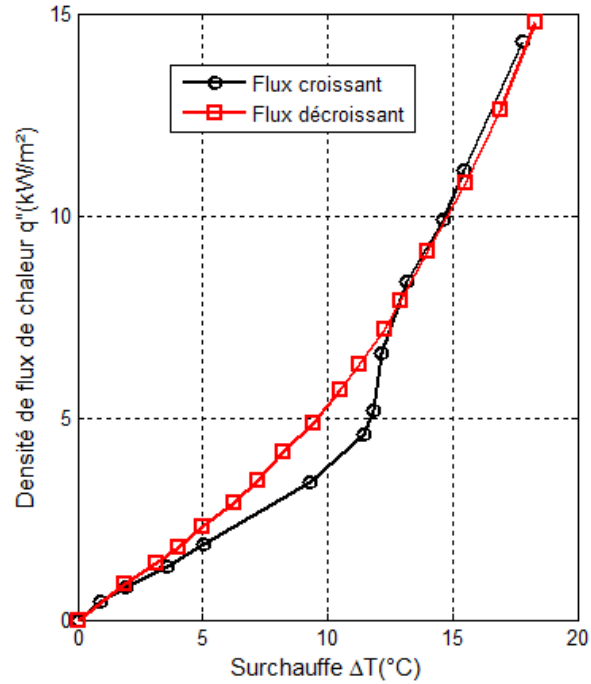


Figure 5.9- Courbe d'ébullition à flux imposé croissant et décroissant.

On voit que pour le régime d'ébullition nucléée, la courbe à flux croissant et la courbe à flux décroissant sont presque confondues. Au niveau de la zone de transition entre les deux régimes pour la courbe à flux croissant, on constate que les deux courbes se séparent. La courbe à flux décroissant est translatée vers la gauche, on a remarqué que l'ébullition continuait à flux décroissant pour les mêmes surchauffes correspondant au régime de convection naturelle à flux croissant. C'est le phénomène d'hystérésis, c'est-à-dire qu'à flux imposé décroissant, certains sites d'ébullition restent actifs jusqu'à une surchauffe relativement faible. Ainsi, les sites d'ébullitions une fois qu'ils sont actifs à des puissances données, ils resteront actifs même pour des puissances inférieures aux puissances qui les ont activés. On en conclut que l'activation de certains sites nécessite un apport de chaleur important, mais leur maintien est assuré même pour de faibles puissances.



Figure 5.10- Photos de la surface de l'ébulliomètre pour une même puissance imposée de 0.9W à gauche flux croissant, à droite flux décroissant.

5.4 Influence de l'orientation de la paroi sur la courbe d'ébullition

Afin de mettre en évidence l'influence de l'orientation de la paroi sur la courbe d'ébullition, on s'est intéressé dans cette partie à tracer les courbes d'ébullition pour plusieurs angles, à savoir 0° (traité précédemment) 90° et 180° ainsi que les angles intermédiaires de 45° et 135°.

Le protocole expérimental est le même indiqué précédemment, la seule différence consiste dans l'orientation de l'ébulliomètre assurée grâce à un système de rotation manuel indiquant avec précision l'angle d'inclinaison auquel est orienté l'ébulliomètre.

Les expériences réalisées dans cette partie sont toutes à des conditions de saturation de 56.5°C et 1 bar. Les courbes obtenues sont représentées toutes dans un seul repère afin de bien visualiser l'effet de l'orientation de la paroi (figure 5.11).

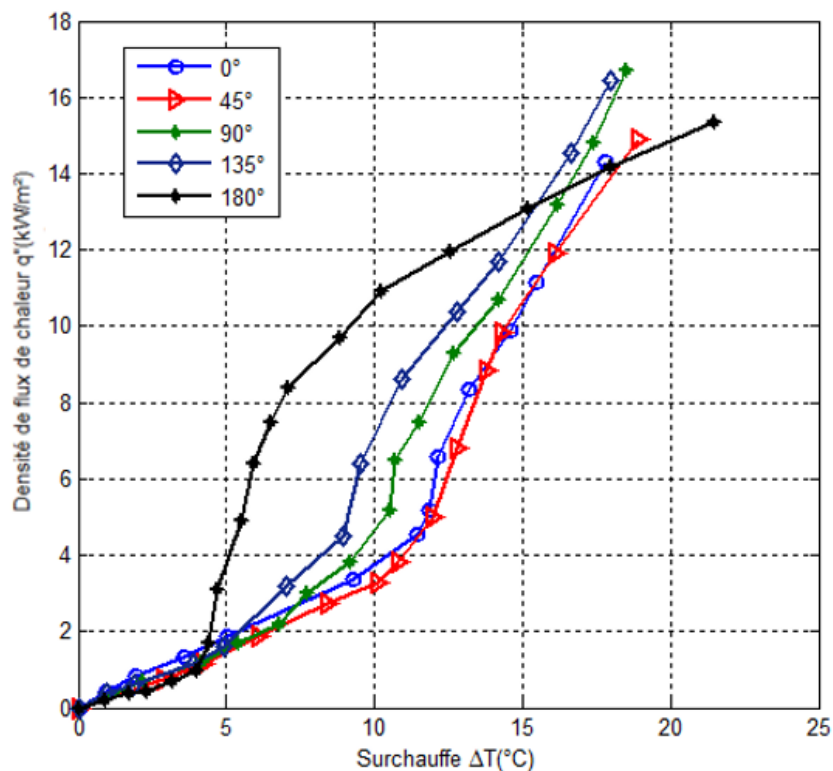


Figure 5.11- Courbes d'ébullition pour différentes orientations à $T_{sat}=56.5^\circ\text{C}$ et $P_{sat}=1\text{bar}$.

D'après les résultats obtenus, on remarque que les courbes sont très voisines en régime de convection naturelle, et on voit bien que l'orientation à 180° présente la plus faible pente dans ce régime comme on l'a vu avec les tests à l'air dans le chapitre précédent. La différence est notée surtout au niveau de la zone de passage entre la convection naturelle et l'ébullition nucléée ainsi que dans le régime d'ébullition nucléée développé.

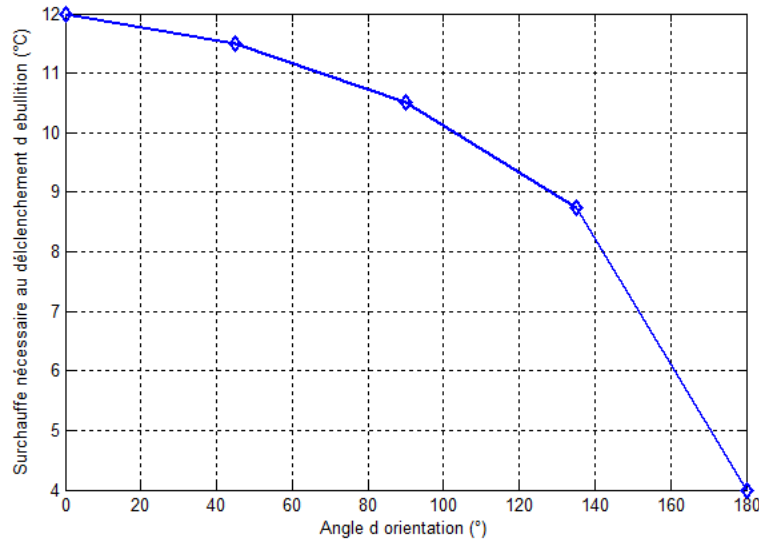


Figure 5.12- Surchauffe nécessaire au déclenchement de l'ébullition pour différentes orientations.

On note que plus l'inclinaison est importante plus la surchauffe nécessaire au déclenchement de l'ébullition est faible (figure 5.12). En effet entre une orientation de 0° et 45° on ne remarque pas une différence entre les deux courbes, l'ébullition est déclenchée à une surchauffe avoisinant les 12°C. Pour des orientations plus grandes, les courbes se séparent, pour une inclinaison de 90° l'ébullition est déclenchée à une surchauffe de 10.5 °C et 9°C pour une orientation de 135°. L'influence de l'orientation est notée de manière plus importante à une orientation de 180° où l'ébullition se déclenche pour une surchauffe de 4°C seulement.

On explique ce décalage par le fait que la chaleur générée par l'ébulliomètre est de plus en plus piégée quand l'orientation est importante. L'évacuation de la chaleur devient difficile (surtout à 180°) et l'échange avec le liquide frais est de plus en plus empêché. Cette chaleur bloquée va donc servir à activer des sites d'ébullition même pour de faibles surchauffes, c'est ce qui explique la translation irrégulière du déclenchement d'ébullition sur les courbes.

De plus, pour des régimes d'ébullition nucléée développés, on voit que les courbes sont bien séparées. Plus l'inclinaison est importante, meilleurs sont les transferts thermiques en ébullition sauf pour l'orientation de 180° qui fait une exception où les transferts thermiques se dégradent à partir d'une certaine surchauffe.

Plusieurs phénomènes interviennent pour l'explication de ces observations. En effet, c'est le mécanisme des transferts thermiques en diphasique (phases liquide-vapeur) qui est modifié dans chaque configuration. Pour de faibles inclinaisons (0° et 45°) on a observé expérimentalement que les bulles ont tendance à se détacher directement de la paroi emportant une quantité de chaleur et permettant le refroidissement de la paroi par le liquide au voisinage. Par contre pour des orientations plus grandes, il y'a un glissement des bulles sur la paroi avant de se détacher, ce mouvement est de plus en plus important que la paroi est inclinée. On a constaté qu'à 90° certaines bulles glissent sur la paroi alors que d'autres sont détachées directement (figure 5.13). Ce mouvement améliore la dynamique des transferts au voisinage de la paroi et le coefficient de transfert devient plus important.

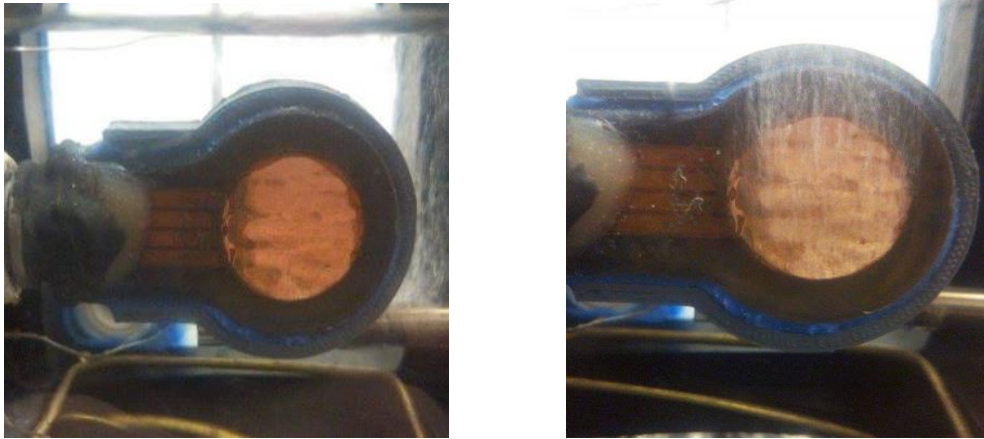


Figure 5.13- Expérience d'ébullition à une orientation de 90° : à gauche convection naturelle, à droite ébullition nucléée.

A une orientation de 135° (figure 5.14) toutes les bulles formées glissent sur la paroi avant de se détacher, la dynamique des transferts diphasiques devient ainsi plus importante. On a observé expérimentalement que les bulles ont tendance à passer plus de temps au niveau de la paroi avant de se détacher évacuant ainsi une quantité de chaleur importante cumulée durant la phase de croissance.

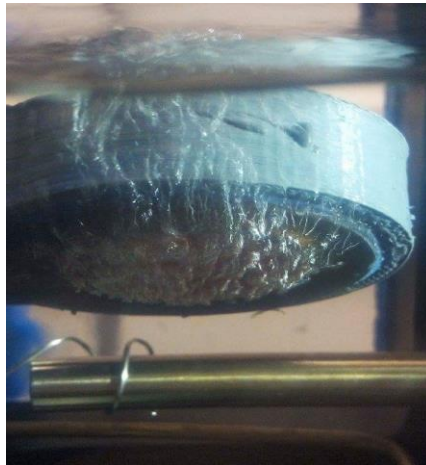


Figure 5.14- Ebullition nucléée à une orientation de 135° .

A 180° le déclenchement de l'ébullition a lieu pour une faible surchauffe, il s'en suit par le régime d'ébullition nucléés où les bulles formées croissent et se coalescent et se détachent évacuant une importante quantité de chaleur cumulée durant leur croissance et coalescence.

Le temps de glissement des bulles sur la paroi à 180° est le plus important de toutes les configurations précédentes. Jusqu'à une surchauffe de 7°C le coefficient de transfert thermique est important, mais au-delà, on constate une dégradation des transferts thermiques qui se traduit par une diminution remarquable du coefficient de transfert thermique (figure 5.16). On explique ce phénomène par la formation d'une couche de vapeur sur la paroi due à la coalescence des bulles piégées et l'augmentation des sites actifs. Vu la fraction importante de la vapeur sur la paroi, et comme la vapeur est un isolant thermique, il y'a chute du coefficient de transfert. La

chaleur est ainsi mal évacuée causant une augmentation importante de la température (c'est pour cela que les points sur la courbe noire (figure 5.11) sont éloignés entre eux). On se rapproche du régime d'ébullition en film qui est très dangereux pour l'ébulliomètre. Il a fallu donc manipuler avec beaucoup de soins à cette configuration où il y'a compétition de deux effets : un effet de remouillage de la paroi par le liquide qui tend à expulser la vapeur et un autre effet d'assèchement induit par une production de quantité importante de vapeur.

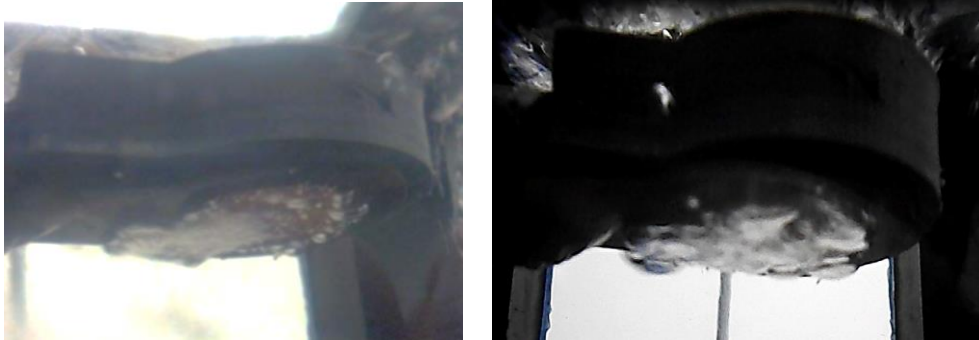


Figure 5.15- Régime d'ébullition à une orientation de 180° : début de nucléation à gauche, et début de formation d'une couche de vapeur à droite.

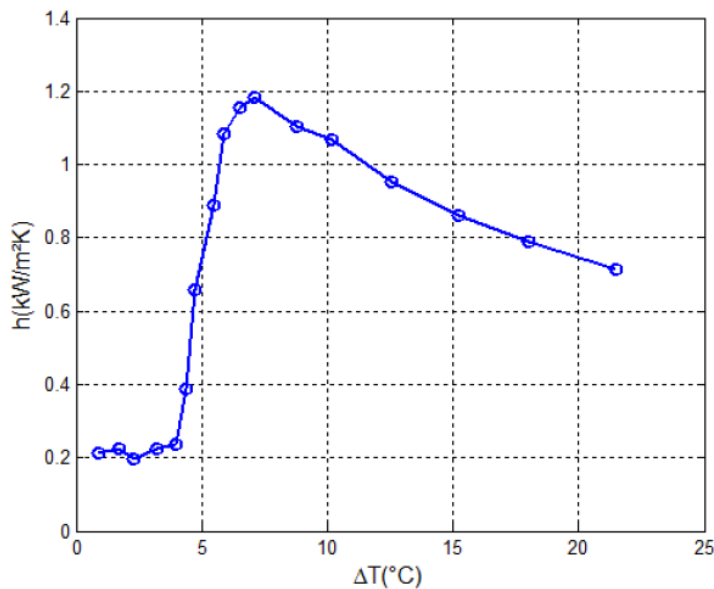


Figure 5.16- Variation du coefficient de transferts thermique h pour une orientation de 180°.

5.5 Influence de la pression de saturation

Dans cette partie, on s'est intéressé à l'étude de l'influence de la pression (et la température) de saturation sur les courbe d'ébullition. On rappelle que les problèmes d'étanchéité de la cellule ont empêché d'aller au-dessous d'une pression de 0.6 bar qui correspond à une température proche de 40°C. On a donc étudié l'influence de la pression de saturation pour une température de 40°C, 50°C (0.8 bar), 56.5°C (1 bar) et enfin 63°C (1.2 bar). Les expériences ont été faites pour une orientation de l'ébulliomètre à 0° et par flux imposé croissant.

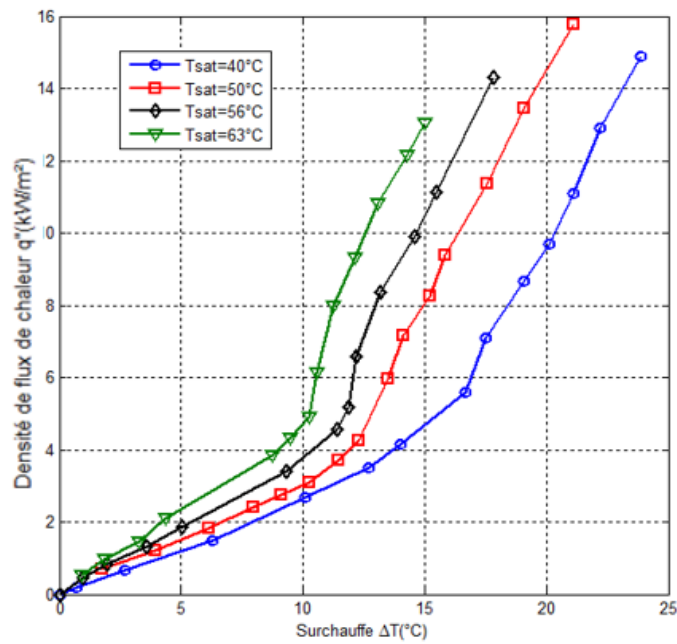


Figure 5.17- Courbes d'ébullitions pour différentes températures de saturation

On remarque d'après la figure 5.17 que pour toute les pressions (ou températures) de saturation, la courbe d'ébullition est constituée de trois zones, à savoir le régime de convection naturelle, la zone de transition et le régime d'ébullition nucléée. On voit que dans tous les cas les transferts thermiques en ébullition nucléée sont meilleurs qu'en convection naturelle et les courbes présentent les mêmes allures. Cependant, en régime de convection naturelle les pentes différent dépendamment de la pression de saturation, en effet plus la température de saturation est importante plus le coefficient de convection l'est. Ceci s'explique par la variation d'un certain nombre de paramètres qui dépendent de la température et qui sont directement liés au coefficient de convection naturelle h comme le coefficient de dilatation thermique, la viscosité cinématique et la diffusivité thermique.

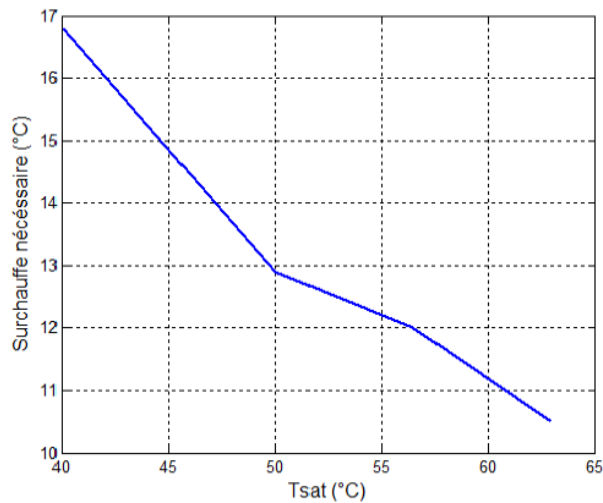


Figure 5.18- Surchauffe nécessaire au déclenchement de l'ébullition en fonction de la température de saturation.

L'influence de la pression de saturation est notée le plus dans le régime d'ébullition nucléée. En effet, on remarque que plus la pression de saturation est importante, plus la surchauffe nécessaire au déclenchement de l'ébullition diminue (Figure 5.18). Les courbes d'ébullition sont translatées vers la gauche avec l'augmentation de la température de saturation.

A partir des courbes obtenues on constate que la surchauffe nécessaire au déclenchement de l'ébullition à $T_{\text{sat}}=40^\circ$ vaut autour de 17°C , 13°C pour l'ébullition à $T_{\text{sat}}=50^\circ\text{C}$, alors que c'est 12°C pour l'ébullition à $T_{\text{sat}}=56.5^\circ\text{C}$ et seulement 10.5°C pour l'ébullition à $T_{\text{sat}}=63^\circ\text{C}$.

On peut expliquer ce décalage de courbes par la modification de certains paramètres dont la surchauffe nécessaire au déclenchement de l'ébullition dépend.

L'augmentation de la température de saturation engendre la diminution de la chaleur latente de vaporisation ainsi que la tension superficielle du liquide qui s'opposera moins à l'apparition de la phase vapeur. De plus l'agitation moléculaire devient plus importante, ces trois paramètres favorisent la formation des embryons de vapeur et donc le déclenchement d'ébullition nucléée. On rajoute à cela que l'élévation de la pression de saturation augmente les rayons des cavités où la nucléation est amorcée. Ainsi plus la pression est importante, plus il y'a des sites de nucléation actifs.

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, on a présenté et analysé les courbes d'ébullition en régime de convection naturelle et ébullition nucléée pour le FC-72. On a prouvé expérimentalement l'importance des transferts thermiques en ébullition et tenté de décrire le mécanisme gouvernant les transferts dans ce régime.

On a réussi à mettre en évidence l'influence de deux paramètres principaux sur la courbe d'ébullition notamment sur le déclenchement de la nucléation et les transferts en ébullition nucléée. Il s'agit de l'effet de l'orientation de la paroi chauffante en orientant l'ébulliomètre à plusieurs angles entre 0° et 180° ainsi que l'effet de la pression (et température) de saturation en réalisant les expériences à des états de de saturation bien contrôlés par le chauffage et le refroidissement de la cellule.

Des analyses ont été faites et on a tenté d'avancer des explications par des hypothèses concrètes concernant les différentes observations obtenues. Actuellement, pour aller dans les détails du mécanisme, les recherches se poursuivent, l'étude d'ébullition se fait à des échelles microscopiques dans le but de comprendre le mieux possible ce phénomène et les transferts thermique qui lui sont associés et tenter à aboutir à des explications plus précises à propos l'influence de certains paramètres.

Conclusion générale et perspectives

Cette étude a servi majoritairement à une meilleure compréhension des mécanismes de l'ébullition et ce à travers une caractérisation des transferts thermiques en convection naturelle et en ébullition nucléée, dans des conditions opératoires parfaitement maîtrisées.

Grâce à la remise en route d'un dispositif expérimental très riche en moyens de mesures, on a pu mettre en évidence à travers ce travail la capacité remarquable du processus d'ébullition à libérer des quantités de chaleur importantes sous faibles différences de températures. Ceci en étudiant expérimentalement ce phénomène sur une paroi plane d'un élément chauffant. Ce dernier est plongé dans un liquide thermiquement et chimiquement stable (FC-72) à l'intérieur d'une cellule étanche où les grandeurs thermodynamiques sont bien contrôlées.

Les résultats obtenus ont permis de montrer que les transferts de chaleurs sont plus importants en régime d'ébullition nucléée qu'en convection naturelle. On s'est intéressé par la suite à l'étude de l'effet de l'orientation de la paroi où on a constaté que le déclenchement de l'ébullition se fait à des surchauffes plus basses quand l'orientation est importante (notamment à 180°). De plus les coefficients de transferts de chaleur augmentent avec l'inclinaison de la paroi. Exceptionnellement pour l'orientation de 180° (face chauffante orientée vers le bas) où il y'a une dégradation des transferts thermiques en s'approchant vers le régime d'ébullition en film.

Ces résultats sont bien en accord avec les résultats existant dans la littérature [16]. L'étude de l'influence de l'orientation de la paroi est d'une importance considérable dans le sens de servir comme mesure de sécurité, mettant en évidence le danger du déclenchement de l'ébullition à certaines configurations (particulièrement à 180°). Mais de plus, il s'agit d'un premier pas vers la comparaison des transferts thermiques en ébullition sous différentes conditions de gravité. En effet, les études qui existent aujourd'hui sur les transferts en apesanteur ne sont pas très nombreuses dû au fait que ces expériences requièrent des coûts onéreux (Expériences en navettes spatiales). Ces coûts peuvent être diminués en effectuant des expériences en vols paraboliques, cependant les conditions opératoires ne sont pas commodes (durée maximale des expériences de quelques secondes, ce qui ne convient pas très bien pour étudier le phénomène d'ébullition). Les résultats qui existent pour ce genre d'expériences notamment les comparaisons entre les transferts thermiques en ébullition en gravité et en microgravité révèlent des résultats encore inexpliqués, à savoir des courbes d'ébullition différentes et des transferts de chaleur plus efficaces en microgravité. L'orientation de la paroi permet ainsi d'avoir une idée préliminaire sur le mécanisme de transfert thermique car en orientant l'ébulliomètre, on a modifié l'effet de la gravité.

Un autre effet auquel on s'est intéressé est l'influence de la température (et la pression) de saturation en étudiant les processus d'ébullition pour plusieurs conditions de saturations auxquelles on a pu maintenir la cellule. On a obtenu des décalages des courbes d'ébullitions entre elles : plus la température de saturation est importante, moins la surchauffe nécessaire à l'ébullition est élevée. Ces résultats sont aussi en accord avec plusieurs résultats dans la

Conclusion générale et perspectives

littérature [12] et peuvent être intéressants dans certaines applications faisant intervenir l'ébullition dans des systèmes où la pression est différente de la pression atmosphérique. Cependant, les recherches continuent pour comprendre mieux cette dépendance entre la courbe d'ébullition et la pression ou encore la température de saturation. La variation de ces grandeurs a plusieurs effets sur divers paramètres à l'échelle microscopique comme le désordre moléculaire et la tension superficielle, ou encore le rayon des cavités de la paroi.

Par ailleurs, cette expérience a été très enrichissante dans la mesure où on a contribué à des recherches sur un thème d'actualité, bien que la connaissance détaillée du mécanisme de transferts de chaleur en ébullition reste toujours un problème ouvert. Finalement, ce fut aussi une excellente opportunité pour découvrir les difficultés que l'on peut rencontrer dans le domaine de l'expérimentation. Encore tous les obstacles qui peuvent apparaître dans les comparaisons avec des modèles et des simulations numériques sur lesquelles on a travaillé en groupe. Une bonne expérience qui nous a initiés au travail d'équipe sur un sujet de recherche commun.

A ce stade, de nouvelles investigations sont possibles à réaliser pour l'amélioration du dispositif expérimental dans le but de naviguer plus loin dans ce domaine de recherche sur l'ébullition et les transferts de chaleur associés. La conception d'une nouvelle cellule avec de plus grandes dimensions permettrait de mieux visualiser la dynamique de l'ébullition surtout qu'on utilise beaucoup de capteurs à l'intérieur de l'enceinte. On propose aussi d'équiper la cellule par un thermostat pour le maintien du chauffage en saturation avec les échangeurs au lieu de la cartouche chauffante. Un traitement de l'état de surface de l'ébulliomètre est essentiel pour éliminer les sites parasites. Il est aussi possible désormais d'étudier plus de paramètres sur la courbe d'ébullition comme l'état de surface et l'influence des gaz dissous en utilisant le même dispositif expérimental. Enfin la structure de l'ébulliomètre pourrait être modifiée pour l'adapter à l'étude d'autres régimes de l'ébullition, ce qui ferait de ce dispositif un moyen expérimental d'étude de toute la courbe d'ébullition et divers effets paramétriques à la fois.

Références bibliographiques

- [1] Nukiyama, «Maximum and minimum values of heat Q transmitted from a metal to boiling water under atmospheric pressure,» *Journal of the Japan Society of Mechanical Engineers*, vol. 37, pp. 367-374, 1934.
- [2] Froster and Greif, «Heat transfer to a boiling liquide - mechanisms and correlations,» *Journal of heat transfer*, vol. 81, pp. 43-53, 1959.
- [3] Rohsenow, «A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids,» *Transaction ASME*, vol. 84, pp. 969-976, 1962.
- [4] Han and Griffith, «The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling–part I: Bubble,» *International journal of mass and heat transfer*, vol. 8, pp. 887-904, 1965.
- [5] Siegel and Keshock, «Nucleate and film boiling in reduced gravity from horizontal and vertical wires,» NASA Technical Report R-216, 1965.
- [6] Copper, «The microlayer and bubble growth in nucleate pool boiling,» *International journal of Heat and Mass transfer*, vol. 8, pp. 915-933, 1969.
- [7] Stephan and Abdelsalam, «Heat-transfer correlation for natural convection boiling,» *International Journal of Heat and Mass transfer*, vol. 23, pp. 73-87, 1980.
- [8] Stephan and Kern, «Evaluation of heat and mass transfer phenomena in nucleate boiling,» *International Journal of Heat and Fluid Flow*, pp. 140-148, 2004.
- [9] Manickam and Dhir, «Holographic interferometric study of heat transfer to a sliding vapor bubble,» *International Journal of Heat and Mass transfer*, vol. 55, pp. 925-940, 2012.
- [10] Steinbichler, Micko and Straub, Nucleate boiling heat transfer on a small hemispherical heater and a wire under microgravity, vol. 2, 1998, pp. 539-544.
- [11] O.Kannengieser, C.Colin and W.Bergez, «Influence of gravity on pool boiling on a flat plate: Results of parabolic flights,» *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2010.
- [12] J. H. Chang and S. M. You, «Heater orientation effects on pool boiling on micro-porous-enhanced surfaces in saturated FC-72,» *Journal of Heat Transfer*, pp. 37-43, 1996.
- [13] Cicchelli and Bonilla, «Heat transfer to liquids boiling under pressure,» *AIChE Transactions*, vol. 6, pp. 755-787, 1945.

- [14] A.R.Schindwein, F.O.Martin, M.Misale and J.C.Passos, «Nucleate boiling of FC-87/FC-72 zeotropic mixtures on a horizontal copper disc,» *Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 45, pp. 937-944, 2009.
- [15] Nishikawa, Fujita, Satoru and Ohta, «Effect of surface configuration on nucleate boiling heat transfer,» *Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 27, pp. 1559-1571, 1984.
- [16] M.Zamoum, L.Tadrist, O.Rahli, M.Kessal. and H.Combeau, «Etude expérimentale des transferts de chaleur en ébullition nucléée: Influence de l'orientation de la paroi de nucléation,» *Congrès français de thermique*, Marseille, France. 2011.
- [17] M. LALLEMAND, «Transferts en changement de phase: Ebullition libre,» *Techniques de l'ingénieur*, 2008.
- [18] B.Bonnel, *Cours de mécanique des fluides, Chapitre 5: Tension superficielle et capillarité.*, 2006, pp. 4-16.
- [19] S. Benoit, «La nucléation,» CNRS, pp 4-16, France, 2003.
- [20] G. THORNCROFT and J. KLAUSNER, *Bubbles forces and detachment models*, vol. 13, *Multiphase Science and Technology*, 2001, pp. 35-76.
- [21] G.Duhar, «Croissance et détachement de bulles en paroi d'un écoulement cisailé,» thèse INP toulouse, 2003.
- [22] C.Colin and D.Legendre, «Dynamique des bulles,» CNRS, pp 5-25, France,2003.
- [23] Y. A. Cengel, *Heat Transfer, a Pratical Approach*, Mc Graw Hill Education 2002, pp. 515-553.
- [24] F. Incropera, D.P.DeWitt, T.L.Bergman and A.S.Lavine, *Fundamentals of HEAT and MASS transfer*, 2012, pp. 594-665.
- [25] T. Drew and C.Mueller, «Boiling,» *AiChe*, vol. 33, n° %1449, 1937.
- [26] S. KANDLIKAR, M.SHOJI and V. DHIR, *Handbook of phase change: Boiling and condensation*, Taylor and Francis, 1999.
- [27] McAdmas and H.William, *Heat Transmission*, McGraw Hill Book, 1954.
- [28] P.GRIFFITH and J. WALLIS, «The role of surface conditions in nucleate boiling,» *Chemical Engineering Proj Symposium*, 1960.
- [29] N.Zuber, «The hydrodinamic crisis in pool boiling of saturated and subcooled liquids,» *Ineternational Jounral of Heat and Mass Transfer*, vol. 3, pp. 53-78, 1961.
- [30] L. Bromely, «Heat transfer in stable film boiling,» *Chemical Engineering Progress*, vol. 46, pp. 221-227, 1950.

- [31] Storr, «The effect of heating surface geometry and orientation of nucleate boiling of subcooled water,» Sever Institute of Technology, Department of Chemical Engineering , 1958.
- [32] Githinji and Sabersky, «Some effects of the orientation of the heating surface in nucleate boiling,» *Journal of Heat Tranfer*, p. 379, 1963.
- [33] M.Zamoum, «Etude expérimentale de l'ébullition mono et multi-sites en régime d'ébullition nucléée : analyse de la nucléation et de la dynamique des bulles associées aux transferts de chaleur,»Thèse, Aix Marseille, 2013.
- [34] S. S. P. Sensor, «compotelec.com,» Sensym ICT. [En ligne].
- [35] M.Yalla-AITHAMMOUDA, «Etude et Realisation de Microcapteurs de flux thermique en technologie Silicium,» Thèse de l'Université de Lille, 2007.
- [36] S. Churchuill and H. Chu, «Correlating equation for laminar and turbulent free convection from a vertical plate,» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 18, pp. 1323-1325, 1975.

Annexe A : Rappels thermodynamiques

L'enthalpie libre G , appelée aussi fonction de Gibbs est une fonction thermodynamique d'état permettant de décrire l'évolution énergétique d'un système, elle est définie par :

$$G = H - TS = U + pV - TS \quad (1)$$

L'énergie interne U s'exprime par le premier principe comme :

$$U = Q + W \quad (2)$$

$$dU = \delta Q + \delta W = \delta Q - p dV \quad (3)$$

$$dG = \delta Q + \delta W + d(pV) - d(TS) = \delta Q + Vdp - TdS - SdT \quad (4)$$

Du second principe :

$$\delta Q = TdS \quad (5)$$

On aboutit finalement à :

$$dG = Vdp - SdT \quad (6)$$

Ou sous forme réduite 8 massique, v le volumique massique et s l'entropie massique

Ainsi on a :

$$\left. \frac{\partial g}{\partial p} \right|_T = v \quad (8)$$

Relation de Clapeyron :

Le passage de l'état liquide à l'état vapeur se fait à température constante, la différence d'enthalpie, ou la chaleur latente est exprimée comme :

$$h_g - h_l = T(s_g - s_l) \quad (9)$$

Par conséquent, le long de la courbe de saturation :

$$d(h_g - h_l) = Td(s_g - s_l) + (s_g - s_l)dT \quad (10)$$

Par ailleurs

$$dh = Tds + vdp \quad (11)$$

Ce qui fait donc :

$$d(h_g - h_l) = Td(s_g - s_l) + (v_g - v_l)dp \quad (12)$$

En combinant avec la relation précédente, on obtient :

$$(s_g - s_l)dT = (v_g - v_l)dp \quad (13)$$

$$\left. \frac{dp}{dT} \right|_{sat} = \frac{s_g - s_l}{v_g - v_l} = \frac{h_g - h_l}{T(v_g - v_l)} \quad (14)$$

Ou encore :

$$\left. \frac{dp}{dT} \right|_{sat} = \frac{h_{fg}\rho_l\rho_v}{T_{sat}(p)(\rho_l - \rho_v)} \quad (15)$$

Avec

$$h_{fg} = h_g - h_l \quad (16)$$

Relation de Kelvin Laplace :

Le potentiel thermodynamique du système total s'exprime en fonction des potentiels thermodynamiques de la phase liquide, de la vapeur et de l'interface

$$G(T_0, p_0) = G_l(T_0, p_0) + G_v(T_0, p_v) + G_\gamma \quad (17)$$

Le potentiel de l'interface correspond au travail nécessaire à la création de l'interface d'une bulle de rayon r

$$G_\gamma = 4\pi r^2\gamma \quad (18)$$

Et donc :

$$G = m_l \cdot g_l(T_0, p_0) + m_v g_v(T_0, p_0) + 4\pi r^2\gamma \quad (19)$$

Ou encore :

$$G = m g_l(T_0, p_0) + \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_v (g_v(T_0, p_0) - g_l(T_0, p_0)) + 4\pi r^2\gamma \quad (20)$$

Avec $m = m_l + m_v$

A l'équilibre, la variation du potentiel thermodynamique est nulle soit :

$$4\pi r^2 \rho_v (g_v(T_0, p_0) - g_l(T_0, p_0)) + 8\pi r \gamma = 0 \quad (21)$$

On aboutit donc à :

$$(g_v(T_0, p_0) - g_l(T_0, p_0)) = \frac{2\gamma}{\rho_v r} \quad (22)$$

De plus nous il a été démontré que :

$$\left. \frac{\partial g}{\partial p} \right|_T = v \quad (23)$$

Pour une température constante on a :

$$g_l(T_0, p_0) = g_l(T_0, p_{sat}) - \frac{p_{sat} - p_0}{\rho_l} \quad (24)$$

$$g_v(T_0, p_0) = g_v(T_0, p_{sat}) - \frac{p_{sat} - p_0}{\rho_v} \quad (25)$$

A l'équilibre, les potentiels chimiques de la phase liquide et vapeur sont égaux, il en est donc de même pour les enthalpies libres massiques

$$g_l(T_0, p_{sat}) = g_v(T_0, p_{sat}) \quad (30)$$

Donc

$$g_l(T_0, p_0) + \frac{p_{sat} - p_0}{\rho_l} = g_v(T_0, p_0) + \frac{p_{sat} - p_0}{\rho_v} \quad (31)$$

En utilisant le résultat précédent pour $g_v(T_0, p_0) - g_l(T_0, p_0)$ on aboutit finalement à :

$$\frac{\rho_l - \rho_v}{\rho_l} (p_{sat} - p_0) = \frac{2\gamma}{r_e} \quad (32)$$

Annexe B : Courbe d'ébullition et barre d'incertitudes

A partir des données du tableau 5.3, on trace la courbe d'ébullition à 56.5°C et 1 bar. On associe à chaque point de mesure (température et densité de flux) une barre d'incertitude qu'on a calculée.

On note que l'incertitude sur la densité de flux est calculée par rapport à l'écart type (incertitude sur les erreurs aléatoires). Concernant la différence de température, l'incertitude est la somme des incertitudes sur les températures de la paroi et la température à l'intérieur de la cellule estimée à $\pm 0.5^\circ\text{C}$.

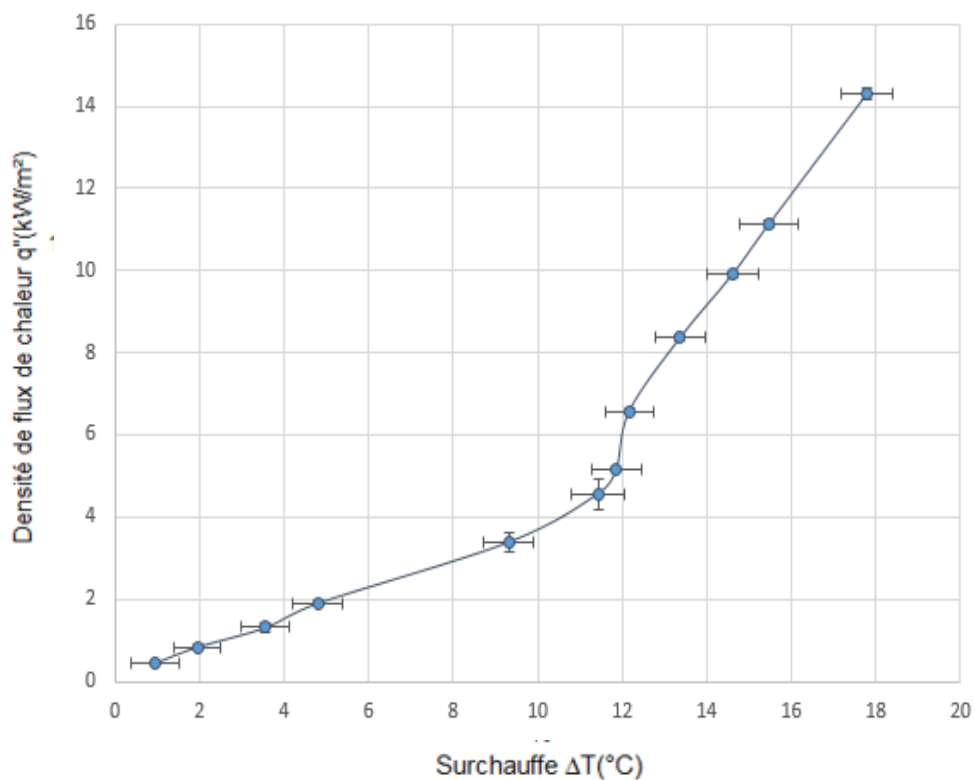


Figure 1- Courbe d'ébullition et barres d'incertitudes