



Université 08 mai 1945 Guelma
Faculté des Sciences et de l'Ingénierie
Département de Chimie Industrielle

MEMOIRE

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de

MAGISTER

IDENTIFICATION DES CORRELATIONS ET PARAMETRES PHYSIQUES DOMINANTS DANS L'EBULLITION NUCLEEE EN ZONE BULLES ISOLEES

Filière : Génie des procédés
Option : Génie chimique
Intitulue : thermo fluide
Année 2008
Par

M^{elle} CHOUARFA Fella

Directeur de mémoire:

Dr. Benhamza ME H

Devant le Jury :

H.SATHA	Professeur Univ. 08 Mai 1945 Guelma	Président
M.BENHAMZA	M.C Univ. 08 Mai 1945 Guelma	Rapporteur
M.KADRI	Professeur Univ. 08 Mai 1945 Guelma	Examineur
D.KHATMI	Professeur Univ. 08 Mai 1945 Guelma	Examineur

Remerciements

A l'occasion de l'achèvement de ce travail, je remercie Dieu le tout puissant qui m'a donné la volonté et le courage pour élaborer ce mémoire.

Je tiens à exprimer ma grande gratitude à Monsieur CHERIF OUELDELAHOUCIN Dr à l'université de Guelma pour le suivi de mon travail et ses conseils scientifiques donnés durant ces années. Il a été le témoin privilégié du déroulement de ce mémoire et je le remercie vivement de son soutien amical.

Je suis sensible à l'honneur que m'a fait Mon encadreur Monsieur Mohamed El Hocine BENHAMZA. MC à l'université de Guelma et chef de département de Génie des Procédés. Ses qualités humaines, ses conseils et sa gentillesse m'ont été d'un soutien inestimable pour mener à bien ce travail.

Je tiens à remercier Monsieur Hamid SATHA Professeur à l'université de Guelma d'avoir accepté de présider le jury d'une part et pour son aide très précieuse durant l'année théorique.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur Mekki KADRI professeur à l'université de Guelma, qui reste toujours comme mon encadreur et pour avoir accepté d'être l'examineur de ce travail.

Que Monsieur Djamel KHATMI, professeur à l'université de Guelma et mon enseignant durant l'année théorique, trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour avoir bien voulu siéger parmi les membres de ce jury en tant qu'examineur.

C'est avec un grand plaisir que je remercie le professeur Hiroto SAKASHITA l'encadreur de monsieur Oueldelahoucine à l'université de Hokkaido (Japon) qui m'a fait un grand plaisir de me fournir toutes les données expérimentales, nécessaires à ma présente étude.

Je tiens à remercier particulièrement Monsieur R.OUMMEDOUR, Professeur à l'Université de Guelma, notamment son aide durant les années d'étude grâce à sa théorie constructive. Je voudrais remercier l'ensemble des enseignants qui ont participé à notre formation durant l'année théorique: Mr A.M. AFFOUNE, Mr LAHMER, Mr A. BOUKHERCHA...

Un grand merci à tous les membres de ma promotion, plus particulièrement Mounira. Pour leur grande disponibilité et surtout leur contribution à la bonne ambiance quotidienne de ces années.

Enfin, si les relations professionnelles sont nécessaires, une vie personnelle épanouie constitue un appui primordial pour mener à bien de tels travaux. C'est aussi grâce à l'aide de toute ma famille surtout mes parents en témoignage de mon affection.

Notation et Symbole

Symbole	Unité	Définition
A	—	Constante des courbes d'ébullition
A_i	m^2	Région de temps moyen de la couche de conduction
a	m^2s^{-1}	Diffusivité thermique
B_H	—	Groupe de propriétés physiques de liquide et de vapeur
C_p	$Jkg^{-1}K^{-1}$	La chaleur spécifique
C_s	—	Constante dépend des propriétés de la surface
C_l, C_{lshp}	—	Constantes dépend des caractéristiques de la surface et le liquide bouillant
C_{sf}	—	Coefficient de la corrélation de Rohsenow
D	m^2	Diamètre de la bulle
D_c	m^2	Diamètre de la cavité
D_s	m^2	Diamètre des larges cavités présenté sur la surface
D_b	m^2	Diamètre de détachement de la bulle
D_{bF}	m^2	D_b à partir de Fritz
D_{bK}	m^2	D_b à partir de Kocamustafaogullari et Ishii
f	s^{-1}	La fréquence
g	ms^{-2}	L'accélération gravitationnelle
h	$Wm^{-2}K^{-1}$	Coefficient de transfert de chaleur
h_{fg}	Jkg^{-1}	Chaleur latente de vaporisation
L	m	L'épaisseur de la surface de chauffe
m	—	Exposant pour les courbes d'ébullition
N_{Ja}	—	Nombre de Jacob (Jacobien) ($N_{Ja} = \rho_l c_{pl} \Delta T_{sat} / \rho_v h_{fg}$)
N	m^{-2}	Densité de cavités
N_a	m^{-2}	Densité de sites actifs des cavités
N_s	m^{-2}	Densité de sites des cavités présente sur la surface
N_{max}	m^{-2}	Densité de sites actifs maximum présente à la surface des cavités
n	m^{-2}	Densité de sites de nucléation
Nu	—	Nombre de Nusselt
p	Atm, MPa	Pression
p_c	Atm, MPa	Pression critique
P_e	—	Peclet
P_r	—	Nombre de Prandtl
q	W/m^2	Le flux de chaleur par ébullition nucléée
q_b	W/m^2	Le flux de chaleur par ébullition nucléée définit par Rohsenow
q_{nc}	W/m^2	Le flux de chaleur par convection naturelle
R	m	Rayon de la bulle primaire
R_b	m	Rayon de la bulle primaire à détachement
r^*	m	Rayon critique de la cavité
s	—	Constante dépend des caractéristiques de la surface

T	k	la température
t	s	Le temps
u_l	m/s	La vélocité de liquide
$\Delta T_{sat}, \Delta T$	k	La surchauffe
$\Delta \rho$	kg/m ³	$\rho_l - \rho_v$
δ	m	L'épaisseur de la couche thermique
δ_l	m	L'épaisseur de la couche de conduction moyenne
δ_{li}	m	L'épaisseur de la couche de conduction formée sous la bulle primaire
θ	degré	angle du contact entre la bulle et la surface chauffante
λ	w/m k	Conductivité thermique
μ	Pa s	Viscosité
ν	m ² /s	Viscosité cinématique
ρ	kg/m ³	Densité
σ	N/m	Tension de la surface

Sous scripts

S	surface
L	liquide
V	vapeur
sub	sous saturation
sat	saturation
max	maximum
exp	expérimental

Liste des abréviations

HTC	Coefficient de transfert de chaleur.
ONB	Démarrage de l'ébullition nucléée
DNB	Départir de l'ébullition nucléée
CHF	Le flux de chaleur critique
MHF	flux de chaleur Minimum
Td C	Transfert de chaleur

Liste des figures.....	i
Liste des tableaux.....	ii

Introduction générale

Introduction générale.....	01
----------------------------	----

Chapitre I: Etudes bibliographiques

I.1 Introduction.....	04
I.2 Etudes bibliographiques	04
I.2.1 théorie de la nucléation.....	05
I.2.2 Dynamique de la bulle.....	05
I.2.2.1 croissance des bulles.....	06
I.2.2.2 détachement, ascension et coalescence des bulles.....	07
I.2.3 Densité de site de la bulle.....	10
I.3 La courbe d'ébullition.....	12
I.4 l'ébullition nucléée.....	15
I.4.1 l'ébullition nucléée partielle.....	17
I.4.2 l'ébullition nucléée complètement développé.....	19
I.5 les mécanismes de transfert de chaleur.....	21

Chapitre II: Les effets des différentes variables sur le transfert de chaleur par ébullition

II.1 Introduction	24
II.2 Effets des différentes variables sur transfert de chaleur par ébullition.....	24
II.2.1 la microgéométrie de la surface.....	24
II.2.2 Les propriétés thermophysiques.....	26

II.2.3 L'épaisseur de la surface.....	27
II.2.4 L'angle de contact.....	27
II.2.4.1 Les angles de contact dynamiques.....	28
II.2.4.2 Le mouvement de l'interface.....	29
II.2.5 La position de la surface.....	30
II.2.6 La contamination de la surface.....	30
II.2.7 Pression du système.....	31
II.2.8 La force de gravité.....	31
II.2.9 Liquide sous saturation.....	32
II.2.10 Courant d'ébullition externe.....	34
II.2.11 Effets des autres paramètres.....	34
II.2.11.1 La forme de la surface.....	34
II.2.11.2 Le niveau de liquide.....	35
II.2.11.3 La " nouvelle " et " vieille " surfaces bouillantes.....	35

Chapitre III: Les corrélations de transfert de chaleur par ébullition nucléée

III.1 Introduction	36
III.2 Les modèles de transfert de chaleur par ébullition.....	36
III.2.1 Le modèle de Tien	36
III.2.2 Le modèle de Zuber	37
III.2.3 Le modèle de Mikic & Rohsenow	37
III.2.4 Le modèle de Dhir & Liaw	38
III.2.5 Le modèle de Sakashita & Kumada	38
III.3 Les corrélations de transfert de chaleur par ébullition nucléée.....	39
III.3.1 Les corrélations sélectionnées.....	40
III.3.1.1 La corrélation de Tien.....	40
III.3.1.2 La corrélation de Hara.....	41
III.3.1.3 La corrélation de Micik & Rohsenow.....	41
III.3.1.4 La corrélation de Kurihara & Meyers.....	44
III.3.1.5 La corrélation de Kocamustafaogullari & Ishii.....	44
III.3.1.6 La corrélation de Sakashita & Kumada	45

Chapitre IV: Résultats et discussions

IV.1 Introduction	49
IV.2 Les étapes essentielles pour la prédiction des courbes d'ébullition.....	49
IV.3 La validité des différentes corrélations.....	52
IV.3.1 La corrélation de Tien.....	54
IV.3.2 La corrélation de Hara.....	55
IV.3.3 La corrélation de Micik & Rohsenow.....	56
IV.3.4 La corrélation de Kurihara & Meyers.....	57
IV.3.5 La corrélation de Kocamustafaogullari & Ishii.....	58
IV.3.6 La corrélation de Sakashita & Kumada	59
IV.4 Discussion des résultats.....	60
IV.5 Programme de calcul.....	62
IV.5.1 Résultats et discussion.....	67
IV.6 Conclusion.....	75
 Conclusion générale.....	 76
Références bibliographiques.....	78
Annexe	
Résumés	

FIGURES

Pages

Figure I.1: La coalescence de deux bulles.....	10
Figure I.2: La courbe d'ébullition et les régimes d'écoulement.....	13
Figure I.3: Le régime d'ébullition nucléée partielle.....	19
Figure I.4: Le régime d'ébullition nucléée complètement développée.....	21
Figure I.5: L'identification de Gaertner sur la structure de vapeur à l'ébullition nucléée.....	23
Figure II.1: L'angle de contact dynamique à la base d'une bulle pendant l'ébullition en vase.....	28
Figure II.2 : Représentation schématique du mouvement de l'interface.....	29
Figure II.3 : L'influence de la gravité sur la dimension de la bulle.....	32
Figure II.4 : L'influence de la sous saturation sur le flux de chaleur maximal.....	33
Figure IV.1: Les étapes essentielles pour la prédiction des courbes d'ébullition.....	51
Figure IV.2: La corrélation de Tien.....	54
Figure IV.3: La corrélation de Hara.....	55
Figure IV.4: La corrélation de Micik & Rohsenow.....	56
Figure IV.5: La corrélation de Kiruhara & Meyers.....	58
Figure IV.6: La corrélation de Kocamustafaogullari & Ishii.....	59
Figure IV.7: La corrélation de Sakasita & Kumada.....	60
Figure IV.8 : Comparaison entre les valeurs de la densité n expérimentales (Nishikawa, eau) et les valeurs calculées dans la zone bulles isolées	68
Figure IV.9 : Comparaison entre les valeurs expérimentales (Kurihara, acetone) et calculées de la densité n dans la zone bulles isolées.....	69
Figure IV.10 : Comparaison entre les valeurs expérimentales (Kurihara, CS ₂) et calculées de la densité n dans la zone bulles isolées.....	70
Figure IV.11 : L'influence de la densité n sur l'activation des cavités.....	71
Figure IV.12 : L'influence de la densité n sur le diamètre de détachement.....	72
Figure IV.13 : Comparaison entre les valeurs de n expérimentales et calculées dans la zone bulles unies.....	74

TABLEAUX	Pages
Tableau III.1 : Les valeurs de la constante C_{sf} avec l'angle de contact.....	43
Tableau IV.1: Les conditions expérimentales pour $q, \Delta T_{sat}$ et n	53
Tableau IV.2: Liste des variables principales.....	63
Tableau IV.3: Liste des variables mesurées d'après les données de Nishikawa & al.....	67
Tableau IV.4: Les valeurs de la densité de site de nucléation en zone bulles unies.....	73

Introduction générale

Introduction générale

Cette étude se situe dans le contexte général de l'investigation des phénomènes de transfert de chaleur, son objectif est l'identification des corrélations de transfert de chaleur par ébullition concernant les mécanismes élémentaires d'ébullition nucléée (croissances, détachement, coalescence, transition, stabilité de l'interface fluide-vapeur, etc.), de niveau de représentation et de complexité permettant ainsi de préciser la relation entre les différents paramètres qui régissent ce phénomène. Ses résultats sont indispensables pour comprendre et maîtriser le régime d'ébullition nucléée et pour la validation de nombreuses corrélations numériques concernant les bulles isolées.

Le phénomène d'ébullition, d'un point de vue énergétique, présente un réel enjeu dans de nombreux domaines qui traitent les cas des bulles de vapeur sur un élément chauffant, ce qui permet de maîtriser leur croissance jusqu'à des tailles importantes. Ce processus joue un rôle clé dans plusieurs applications telles que les chaudières, les évaporateurs ainsi que les systèmes de refroidissements. Il est utilisé pour rehausser le transfert de chaleur dans beaucoup de composants thermiques et systèmes d'énergie. Les études de transfert de chaleur par ébullition continuent toujours à représenter un intérêt considérable des chercheurs.

Deux raisons présentant un fort intérêt soutenu dans le transfert de chaleur par ébullition sont :

- L'ébullition est un mode très efficace de transfert de chaleur, il est employé dans les composants de refroidissement et dans plusieurs systèmes de la conversion d'énergie. La demande imposée pour obtenir un meilleur flux de chaleur pour que les différents systèmes d'énergie continuent à motiver les études sur le transfert de chaleur par ébullition.
- L'ébullition est un processus extrêmement complexe et illusoire qui continue à confondre et défier l'esprit des inquisiteurs.

Plusieurs corrélations théoriques et empiriques ont été proposées pour déterminer la dépendance entre le flux de chaleur et la surchauffe de la plaque et d'estimer le coefficient du transfert de chaleur par ébullition (HTC), ainsi que le flux de chaleur critique sous différentes conditions. L'interaction complexe de tous ces variables rend leur prédiction exacte pratiquement impossible.

En se refaire généralement à la courbe d'ébullition pour connaître les régimes d'échange entre un élément chauffant et un fluide caloporteur, parmi ceux-ci l'ébullition nucléée présente le régime le plus favorable. Malheureusement, moins d'études théoriques se sont concentrées sur la physique du processus d'ébullition. En conséquence, des efforts considérables ont été effectués ces années pour pallier à ce problème en utilisant des corrélations qui impliquent plusieurs paramètres réglables.

Ce travail se situe dans la continuation des travaux précédemment menés. Son objectif est d'étudier les corrélations proposés et les comparés avec les données expérimentales, afin d'avoir des corrélations fiables.

Chaque corrélation est proposée pour un tel phénomène physique qui joue le rôle le plus important dans la contribution au transfert de chaleur, Pour cela on a sélectionné six célèbres corrélations d'ébullition nucléée dans la région des bulles isolées puis leur validation ont été identifiées avec une base de données expérimentale fiable. Ces données couvèrent une grande gamme de conditions d'ébullition.

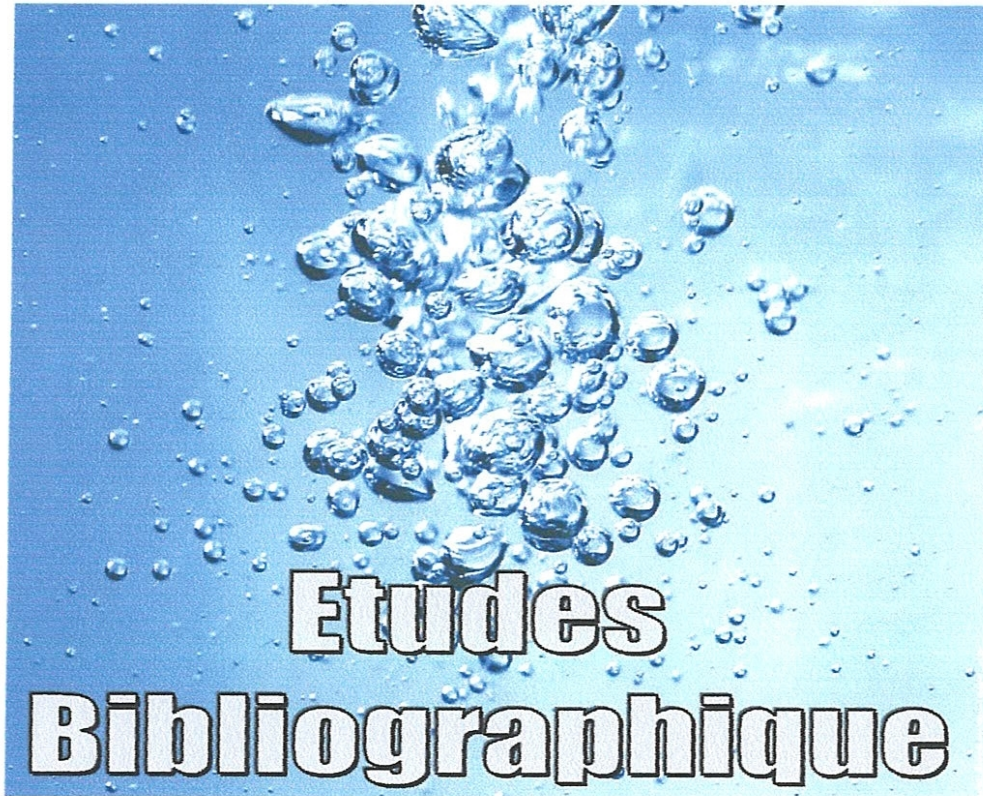
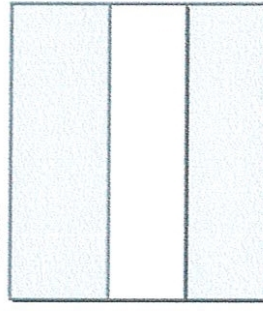
D'après notre étude on trouve que la conduction est le mode le plus important dans le transfert de chaleur par ébullition nucléée dans la région des bulles isolées, en contraste avec la plupart des corrélations qui démontrent que la convection est le mode le plus important comme celle de Rohsenow qui est la corrélation le plus publiée dans le monde de transfert de chaleur par ébullition.

Le travail proposé est présenté dans ce mémoire comme suit :

- Les Chapitres I et II de ce mémoire sont dédiés à l'étude bibliographique, Le premier décrit la nucléation et la dynamique d'une bulle, puis se focalise sur la courbe d'ébullition et les différents régimes d'échange. Les paramètres les plus influents sur le phénomène d'ébullition et le coefficient de transfert de chaleur sont présentés dans le deuxième chapitre.
- Le Chapitre III présente quelques modèles de transfert de chaleur par ébullition nucléée et les six corrélations les plus publiés dans ce domaine.
- Le chapitre IV se focalise sur la présentation graphique des corrélations à partir des données expérimentales et la discussion des résultats obtenue. Un programme qui détermine la densité de site de nucléation dans la région des bulles isolées et unies et leur influence sur l'activation des cavités et sur le diamètre de détachement, ainsi l'angle de contact qui utilisé comme une mesure de mouillage et aussi présenté et discuté.

Enfin ce mémoire se termine par une conclusion générale qui résume les principaux résultats obtenus.

Chapitre



- I.1 Introduction**
- I.2 Étude bibliographique**
- I.3 La courbe d'ébullition**
- I.4 L'ébullition nucléée**
- I.5 Mécanismes du transfert de chaleur**

I.1 Introduction

On appelle ébullition le processus de vaporisation intense qui se produit non seulement à la surface, mais aussi dans tout le volume d'un liquide par création de bulles de vapeur.

Ce phénomène est complexe car il fait intervenir, en plus des variables habituellement associées à la convection monophasique, celles associées au changement de phase. Pour l'étude de l'ébullition, on définit une température de référence, à savoir la température de saturation T_{sat} correspondant à la pression du liquide. Le terme de "surchauffe" représente alors la différence entre une température (de paroi, d'une phase vapeur, ...) et la température de saturation. On parle alors de "surchauffe de la paroi" ou bien de vapeur surchauffée ^[01]:

$$\Delta T_{\text{sat}} = T_s - T_{\text{sat}} \quad \text{où} \quad \Delta T_{\text{sat}} = T_v - T_{\text{sat}} \quad (\text{I-1})$$

Lors de l'ébullition sur une surface chauffée, les bulles de vapeur se forment sur des rainures, des microcavités de la paroi ou des sites artificiels. La croissance de la bulle a lieu à l'intérieur du site de nucléation, puis sur la paroi au-dessus du site, avec une fine couche de liquide à sa base ^[02].

Les échanges entre la bulle et la paroi s'effectuent à travers cette microcouche qui se vaporise. Comme l'épaisseur de la microcouche est très faible (de l'ordre du micromètre), les échanges sont intenses et la croissance de la bulle est rapide. Le liquide entourant la bulle est surchauffé et se vaporise au contact de la vapeur. Lors de sa croissance, la bulle reste accrochée à la paroi car la résultante des forces agissant sur elle est dirigée vers la paroi. Le détachement de la bulle se produit lorsque la résultante des forces devient ascendante.

Lorsque la bulle se détache, les échanges de chaleur fluide/paroi se poursuivent car du liquide froid vient refroidir brutalement la paroi. Par conséquent, la croissance rapide d'une bulle et son détachement conduit à une destruction de la couche limite thermique. Ainsi, les échanges dépendent de la vitesse de croissance de la bulle et de sa fréquence d'émission ^[03].

I.2 Etude bibliographique

L'étude de l'ébullition est relativement ancienne, ses paramètres macroscopiques d'influence sur la courbe d'ébullition (courbe reliant la densité de flux imposée sur la paroi chauffée à la surchauffe de la paroi) ont été largement étudiés et sont présentés dans la plupart des ouvrages généraux traitant de l'ébullition. Les chercheurs se sont principalement attachés à analyser les phénomènes microscopiques régissant la nucléation (naissance), la croissance et le détachement des bulles.

I.2.1 Théorie de la nucléation

Nucléation est un processus d'initiation de formation de la bulle pendant l'ébullition ou cavitation ou formation du cristal durant solidification. La nucléation est relativement bien comprise et décrite par de nombreux auteurs (Collier, 1972 ; Rohsenow, 1973 ; Cole, 1974 ; Stephan, 1992 ; ...). Le processus de nucléation est subdivisé généralement en deux catégories: nucléation homogène et nucléation hétérogène ^[04].

Grâce à des fluctuations thermiques, certaines molécules se regroupent et forment un embryon pouvant donner une bulle, il s'agit alors de nucléation homogène. La nucléation hétérogène se distingue car elle correspond à une génération de vapeur à partir du noyau de vapeur préexistante. Dans le cas d'une surface solide, la nucléation a lieu dans les cavités de la surface.

En général, la nucléation homogène n'a lieu que lorsque le liquide est pur et homogène. Quand le changement de phase se produit sur une surface lisse ou interface de deux liquides, on parle de nucléation hétérogène. Ce type de nucléation se fait plus facilement grâce à la présence de noyaux préexistants sur la surface, l'énergie nécessaire à la formation des bulles est dans ce cas plus basse que pour la nucléation homogène ^[05].

Le travail de Bankoff a montré que la surchauffe qui est associée avec nucléation hétérogène est beaucoup plus petite que celle associée avec la nucléation homogène ^[04].

I.2.2 La dynamique de la bulle

Dans un liquide saturé, une bulle continue à grandir jusqu'à ce que les forces causant le détachement de la bulle dépassent cela qui poussent la bulle contre la plaque.

Après détachement, le liquide remplit l'espace laissé par la bulle, et la couche thermique à et autour du site de nucléation se reforme (conduction transitoire). Quand la surchauffe nécessaire est atteinte à la pointe de l'embryon de la bulle de vapeur, une nouvelle bulle commence à se former au même site de nucléation, et le processus se répète. Le transfert de chaleur par ébullition nucléée d'une plaque chauffante résulte par la convection naturelle sur les régions de cette surface qui n'est pas occupée par les bulles, par conduction transitoire et évaporation en et autour des sites de nucléation. La dynamique de la bulle inclut les processus d'augmentation de la bulle, départ de la bulle, et formation de la couche thermique [06].

I.2.2.1 Croissance des bulles

Seulement une petite fraction des cavités et des fissures dans une région de la surface est capable d'être des sites de nucléation, si elles satisferaient certains critères.

Le critère de Hsu [06,07] était le premier parmi les critères étudiant le début d'ébullition, d'après ce critère, la température minimum qui entoure la bulle (la température à la pointe de la bulle) devrait être au moins égal à la température de saturation correspondant à la pression à l'intérieur de la bulle, cette dernière est plus grande que celle dans le liquide environnant, et la différence de pression peut être exprimée d'après l'équation de Young-Laplace pour une bulle sphérique comme :

$$\Delta P = 2\sigma/R_b \quad (I-2)$$

La température de saturation correspondant à l'intérieur de la bulle peut être trouvée approximativement d'après l'équation de Clausius-Clapeyron comme:

$$T_l - T_{sat} = 2\sigma T_{sat} / (R_b \rho_v h_{fg}) \quad (I-3)$$

En supposant que la température de la bulle est linéaire dans la couche limite thermique, on peut exprimer le profil de la température dans la couche limite comme:

$$T_l - T_{sat} = (T_w - T_{sat}) (1 - y/\delta) \quad (I-4)$$

La génération de la bulle caractérise l'initiation de la contribution totale de transfert d'énergie d'une seule bulle sur la surface. Généralement, dans le modèle de croissance de bulles, l'effet de la structure d'une surface chauffante n'est pas considéré. Comme une simplification, il est supposé que les bulles sont produites à des sites actifs de nucléation ^[08].

Deux points de vue concernant l'augmentation d'une bulle sur une surface chauffante ont été cités dans la littérature ^[09]:

- Le premier point de vue de certains chercheurs, propose que l'augmentation de la bulle se produit par suite d'évaporation autour de l'interface de la bulle. L'énergie d'évaporation fournie la surchauffe dans la couche liquide qui entoure la bulle depuis son début de formation. Cependant, le processus de l'augmentation de la bulle sur une surface chauffante est plus complexe parce que la forme de la bulle change de façon continue pendant le processus de croissance.
- Le deuxième point de vue est que la plupart d'évaporation se produit à la base de la bulle et que la micro/macrocouche entre l'interface liquide-vapeur et la surface chauffante joue un rôle important. Snyder et Edwards étaient les premiers à proposer ce mécanisme pour l'évaporation. Par la suite, Moore et Mesler ^[10] ont déduit l'existence d'une microcouche sous la bulle de vapeur.

1.2.2.2 Détachement, ascension et coalescence des bulles

Plusieurs expressions du diamètre de détachement (de départ) de la bulle sont obtenues soit empiriquement ou analytiquement, en impliquant plusieurs forces qui agissent sur une bulle, ont été rapporté dans la littérature. Cependant, ces expressions ne sont pas toujours logique l'une par rapport à l'autre. Quelques investigateurs ^[11] rapportent que l'augmentation du diamètre de détachement de la bulle dépend de l'augmentation de la surchauffe de la plaque, alors que d'autres trouvent que le diamètre de détachement de la bulle est insensible ou diminue avec la surchauffe de la plaque. Là, il existe une contradiction concernant le rôle de ces forces ^[04].

D'après Fritz le diamètre de détachement de la bulle donnée par :

$$D_b = 0.208 \theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (I-5)$$

Gorenflo et Al ^[12], ont modifié l'équation proposée plutôt par Moalem et Al ^[13], et Cole et Van Stralen ^[14] et on pu obtenir une expression pour le diamètre de détachement de la bulle à grand flux de chaleur comme suite:

$$D_b = c_1 \left(\frac{N_{Ja}^4 a_l^2}{g} \right)^{1/3} \left[1 + \left(1 + \frac{2\pi}{3N_{Ja}} \right)^{1/2} \right]^{4/3} \quad (I-6)$$

Les différentes valeurs de c_1 sont utilisées pour différents liquides.

Au cours de la croissance des bulles, leur forme évoluant sous l'influence des différentes forces qui lui sont appliquées. Tant que la résultante de ces forces est orientée vers la paroi, la bulle continue sa croissance. Lorsque les forces tendant à détacher la bulle deviennent supérieures à celles tendant à la retenir, la bulle se détache et quitte la paroi en adoptant un mouvement ascensionnel. Ces forces sont des forces statiques et dynamiques ^[10,15]:

➤ Les forces statiques

-**la force de flottabilité**, qui regroupe le poids de la bulle et la poussée d'Archimède, généralement évaluée pour une sphère.

-**la force due à la pression de contact** : elle correspond au déficit de poussée d'Archimède à la base de la bulle par rapport à celle évaluée pour une sphère.

-**les forces de tension superficielle** ^[16], interaction entre les molécules de deux phases distinctes en contact.

-**le frottement visqueux** à l'interface dû à un gradient de tension superficielle : en présence d'un gradient de température ou de concentration dans le cas de l'ébullition d'un mélange de fluides le long de l'interface liquide/vapeur, il se produit un gradient de tension superficielle tendant à mettre en mouvement le liquide et la vapeur à l'interface dans le sens d'une augmentation de la tension superficielle (effet Marangoni ^[18]).

➤ Les forces dynamiques

-**les forces d'inertie** : résistance du liquide à son déplacement lors de l'expansion ou de la translation verticale de la bulle.

-**la force de traînée**, généralement calculée pour une sphère ;

-les *forces ascensionnelles* dues au sillage de la bulle précédente : si la fréquence de détachement des bulles est suffisante, l'écoulement du liquide induit dans le sillage d'une bulle venant de quitter la paroi exerce une force orientée vers le haut sur la bulle suivante.

L'importance relative de ces forces (et donc leur prise en compte ou non) donne lieu à une large controverse entre les différents auteurs. Le bilan de ces forces permet de proposer différentes corrélations pour évaluer le diamètre de détachement des bulles. La plus ancienne est sans doute celle de Fritz ^[17] (1935), citée par Rohsenow ^[18] (1973) qui inclut l'angle de contact entre le liquide et la paroi. De nombreuses corrélations ont depuis été établies, elles sont souvent basées sur les nombres sans dimension d'Eötvös (qui compare flottabilité et tension superficielle) et de Jakob (rapport entre chaleur sensible et chaleur latente) ^[91].

Après départ de la bulle, le liquide froid remplit l'espace quitté par la bulle. Schlieren montre qu'une région approximativement égale à deux fois le diamètre de détachement de la bulle est influencée par le mouvement de la bulle, en conséquence, la formation de la couche thermique. Le temps pris pour développer la couche thermique est appelé la période d'attente. D'une façon concevable, une évaluation théorique de la fréquence de la parution de la bulle peut être faite d'après l'expression de période d'attente ^[99].

Han et Griffith ^[19] ont obtenu une expression analytique pour la période d'attente comme :

$$t_s = \left[\frac{f_2 D_c}{2\sqrt{\pi a_l} f_1 \left[1 - \frac{4 f_1 \sigma T_{sat}}{\Delta T \rho_v h_{fv} D_c} \right]} \right]^2 \quad (I-7)$$

La période d'attente dépend de la dimension de la cavité; cependant, il diminuera de façon continue comme la surchauffe de la plaque est augmentée ^[99].

La coalescence de deux bulles après le détachement en fonction du temps (en micro seconde) est présentée dans la figure I.1

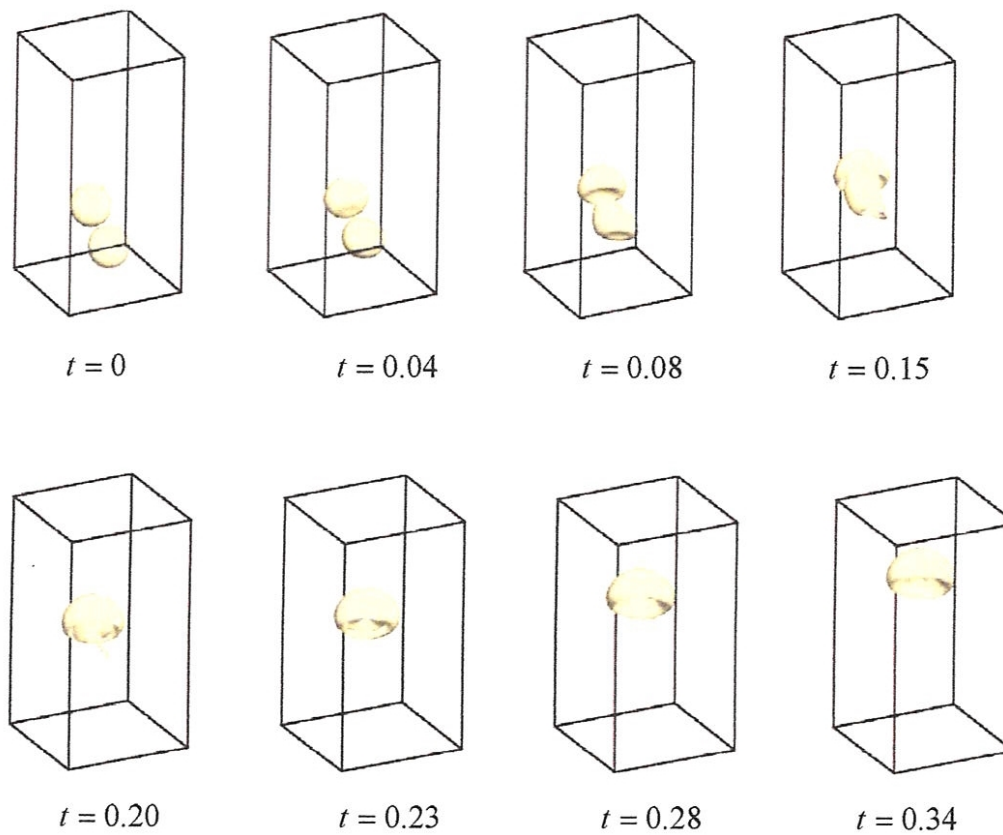


Figure I.1: La coalescence de deux bulles

L'union de deux bulles en une seule crée un mouvement autour de la bulle, cependant, ce processus est complexe car la forme de la bulle change de façon continue.

I.2.3 Densité du site de la bulle

Des études expérimentales montrent que la densité des sites qui deviennent actifs augmente avec l'augmentation de la surchauffe ou le flux de chaleur d'une plaque^[09,20].

Gaertner et Westwater^[21] ont obtenu la densité des sites actifs de nucléation comme :

$$N_a \approx q^{2.1} \quad (\text{I-8})$$

Hsu et Graham ^[22] ont présenté un résumé des premières observations des plusieurs investigateurs en ce qui concerne la dépendance de la densité des sites sur le flux de chaleur des plaques. Les données de Sultan et Gudd ^[23] montrent une dépendance plus faible sur le flux de chaleur que les données de Gaertner et Westwater ^[21], cependant le nombre des sites actifs dans l'expérience de Sultan et Gudd est plusieurs fois plus grand que celui rapporté par Gaertner et Westwater. L'exposant de q dans l'équation (I-8) dépend de plusieurs paramètres tel que: capacité du mouillage de la surface, procédure de la préparation de la surface, et propriétés des liquides et les conditions expérimentales.

Cornwell et Brown ^[24] ont fait une étude systématique des sites actifs de nucléation sur les surfaces du cuivre pendant l'ébullition d'eau à 1 bar, leurs études ont été limitées pour les faibles flux de chaleur, ils ont conclu que la densité des sites actifs varie avec la surchauffe de la plaque comme :

$$N_a \approx \Delta T^{4.5} \quad (I-9)$$

D'après leurs études qui concernent la dimension de la cavité, ils ont observé que la densité des cavités, N_s , sur la surface est liée à la dimension de la cavité comme :

$$N_s \approx \frac{1}{D_c^2} \quad (I-10)$$

Ainsi, selon Stephan et Gorenflo ^[102], si la densité des sites actifs augmente les bulles deviennent petites, en revanche, Bier et Al ^[25] ont déduit une expression de la densité de site actif pour les données du transfert de chaleur comme:

$$\ln N_a = \ln N_{\max} \left[1 - \left(\frac{D_c}{D_s} \right)^m \right] \quad (I-11)$$

La valeur de m dans l'équation (I-11) dépend de la procédure de la préparation de la surface; pour l'ébullition de R115 et R11 sur les surfaces de cuivre, la valeur de m est 0.42 et 0.26, respectivement.

Les études de la densité des sites de nucléation comme décrit précédemment peuvent être divisées en deux groupes:

- Le premier groupe des études dans lesquelles la densité des sites actifs de nucléation est présentée comme une fonction de la surchauffe de la plaque ou de flux de chaleur obtenu d'après les expériences.
- Dans le deuxième ensemble des études, la dépendance utilitaire de la densité de site sur la surchauffe des plaques, obtenue en égalisant des prédictions des modèles de flux de chaleur avec des données expérimentales ou vice versa ^[09].

I.3 La courbe d'ébullition

Les précédentes recherches sur l'ébullition ont permis de compléter la compréhension des mécanismes de transfert de chaleur dans une telle situation, mais ces mécanismes devaient être comparés à ceux régissant l'ébullition libre (en vase), parfois également mal identifiés.

Les premiers travaux sur l'ébullition sont relativement anciens (Nukiyama, 1934), car l'ébullition intervient dans de nombreux systèmes de l'Energétique et du Génie des Procédés. Elle est en particulier fréquemment utilisée pour le refroidissement de parois chauffées, car les coefficients d'échange caractéristiques de l'ébullition sont de l'ordre de plusieurs milliers de $W/m^2.K$, soit plus de cent fois ceux obtenus à l'aide d'un refroidissement par convection d'air.

Pour connaître les régimes d'échange entre un élément chauffant et un fluide caloporteur, on se réfère généralement à la courbe d'ébullition ou courbe de Nukiyama ^[25,26] (qui est présentée dans la figure I.2). Cette courbe exprime l'évolution du flux de chaleur en fonction de la température de la surface de l'élément chauffant.

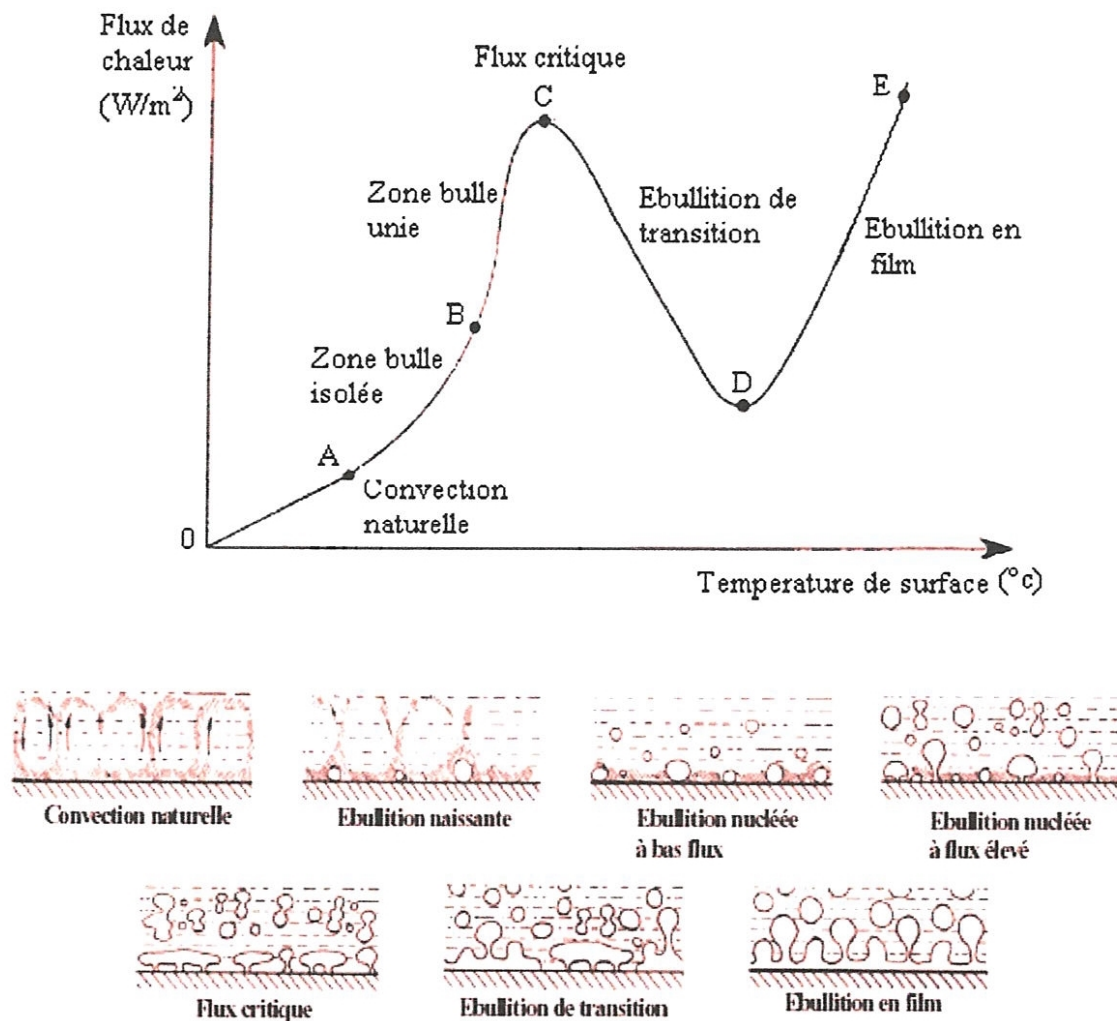


Figure I.2: la courbe d'ébullition et les régimes d'écoulement

Les recherches de Nukiyama ^[27] mettent l'accent sur l'existence d'une valeur maximale de chaleur transmise, la densité de flux thermique critique appelée de façon abrégée le flux critique (en anglais "critical heat flux" ou "CHF"), à partir de laquelle le flux de chaleur diminue alors que la température de surface augmente.

Les travaux de Nukiyama ^[28] se rapportent à l'ébullition d'un fluide au repos ou ébullition "en vase" (en anglais "pool boiling"). Cette configuration est différente de l'ébullition "convective" (en anglais "convective boiling") où le fluide est en mouvement. Par rapport à l'ébullition "en vase", les mécanismes sont plus complexes car, aux nombreux paramètres régissant ce phénomène.

Notamment, les pertes de charge induisent des différences de pression qui modifient la température de saturation. Néanmoins, la courbe d'ébullition issue des travaux de Nukiyama peut servir de support à la description des différents régimes d'échange existant dans une conduite chauffée uniformément ^[27].

Lors d'une étude expérimentale visant l'amélioration des performances de chaudières, plonge un fil horizontal chauffé par effet Joule dans un liquide stagnant (eau) maintenu à température constante. Dans ces conditions, il cherche à déterminer quelle est la chaleur maximale pouvant être transmise par le fil. Il montre que la quantité de chaleur transmise à de l'eau en ébullition à partir d'une surface métallique augmente lorsque l'écart entre la température de surface et la température de l'eau augmente. Mais, après que cet écart a atteint une certaine limite, cette tendance s'inverse : la quantité de chaleur diminue alors que l'écart de température continue à augmenter. Ces remarques lui permettent de construire la courbe de Nukiyama ou courbe d'ébullition ^[27].

Depuis lors, des études complémentaires ont permis de se faire une idée plus précise de la configuration de l'écoulement en proche paroi pour les différents régimes d'échange, ces derniers présentent dans la courbe d'ébullition comme suit:

- **OA** : la chaleur est évacuée par *convection naturelle*. Le flux de chaleur est trop faible pour obtenir la surchauffe nécessaire à la formation de bulles.
- **A** : ce point correspond au *démarrage de l'ébullition nucléée* (en anglais "Onset of Nucleate Boiling" ou "ONB"). La surchauffe de la paroi devient suffisante pour provoquer la formation de bulles de vapeur à partir de la surface chauffante.
- **AB** : de petites bulles de vapeur prennent naissance en des points bien précis de la surface chauffée ("sites de nucléation") avec une fréquence de l'ordre de cent par seconde (à la pression atmosphérique) et s'élèvent sous forme de chapelets isolés.
C'est l'ébullition nucléée à bulles isolées ou *ébullition nucléée partielle*.
- **BC** : le flux de chaleur continuant à s'accroître, ces chapelets deviennent de plus en plus nombreux ; les bulles commencent à s'agglomérer et à former des poches ou des colonnes de

vapeur. C'est l'ébullition nucléée à poches ou colonnes de vapeur ou encore ***l'ébullition nucléée complètement développée***.

- **C** : ce point correspond au flux critique. Le volume de vapeur produit est tel qu'il se forme une couche isolante de vapeur entre la surface et le fluide. Le coefficient d'échange se dégrade brutalement.

- **CD** : l'ébullition de transition dont l'existence dépend fortement de ce qui s'est passé avant, est un régime mal défini. C'est une zone instable où du liquide et de la vapeur atteignent tour à tour par intervalles de temps irréguliers la surface chauffée.

Sa mise en évidence et son étude nécessite l'utilisation d'un chauffage à température imposée.

- **DE** : dans la région d'ébullition en film, un film stable de vapeur recouvre la totalité de la surface. Des bulles de vapeur régulièrement espacées à la fois dans l'espace et dans le temps évacuent la chaleur. Le transfert de la chaleur se fait par conduction et par convection à travers ce film de vapeur, le rayonnement devenant significatif au fur et à mesure que la température de la surface augmente et se maintiendra tant que la température de fusion ne sera pas atteinte ^[27,28].

La figure I-2, montre que le régime d'échange le plus favorable est l'ébullition nucléée car il permet d'évacuer une quantité de chaleur importante avec une faible augmentation de la température de surface.

I.4 L'ébullition nucléée

Le premier mode de transfert de chaleur qui apparaît initialement avec l'augmentation de flux de chaleur à partir d'une surface immergée dans un liquide saturé est la convection. Le flux convectif peut être dû à la flottabilité ou à la différence de pression imposée à travers la surface. Avec l'augmentation supplémentaire dans la température de la surface ou le flux de chaleur, les bulles paraissent au hasard sur la surface chauffante ^[24].

L'ébullition nucléée est un mode très efficace de transfert de chaleur, le début de l'ébullition nucléée sur une surface chauffante submergée dans un liquide est caractérisé par l'apparence des bulles de vapeur à un emplacement discret sur la surface chauffante. Ces bulles forment sur les imperfections de la surface, tel que cavités et grattements. Au début de formation, les bulles grandissent jusqu'à une certaine dimension et partent de la surface. Un certain temps s'écoule avant qu'une nouvelle bulle soit formée sur le même site actif.

Le début de l'ébullition nucléée est marqué par une augmentation dans l'inclinaison du flux de chaleur, par rapport à la surchauffe de la plaque ^[29].

Bankoff ^[94] était le premier qui démontra théoriquement que cavité, noyaux et grattements sur la surface chauffante sont les sites préférés pour les bulles. Hsu ^[96,97], et l'un des premiers chercheurs qui a fourni un critère quantitatif pour la prédiction de la surchauffe du début d'ébullition nucléée, d'après son critère si les cavités de toutes dimensions qui contiennent un embryon de vapeur disposés à avoir de bulle, la dimension de la cavité qui génère la bulle de vapeur est obtenue par :

$$D_c = \sqrt{\frac{8f_1(\phi)^2 T_{sat} \delta \sigma}{f_2(\phi) \rho_v h_{fv} \Delta T}} \quad (I-12)$$

Pour un angle de contact de 90° les deux fréquences f_1 et f_2 sont égaux. Le flux de chaleur correspondant est lié avec la surchauffe de la plaque par la relation :

$$q = \frac{h_{fv} \rho_v \lambda_l}{8f_2(\phi) \sigma T_{sat}} (\Delta T)^2 \quad (I-13)$$

Le flux de chaleur pour les plus grande cavités actives existent dans la surface, peut être écrit comme :

$$q = \frac{2f_1 \lambda_l \Delta T}{f_2 (D_c)_{\max}} - \frac{8f_1^2 \sigma T_{sat} \lambda_l}{f_2 \rho_v h_{fv} (D_c)_{\max}^2} \quad (I-14)$$

L'équation (I-14) représente une équation de deux inconnus, q et ΔT , donc on a besoin d'une autre relation entre q et ΔT pour résoudre cette équation. Cette relation est fournie par convection naturelle ou forcée.

$$D_c = \frac{\frac{4f_1 \sigma T_{sat}}{\rho_v h_{fv} \Delta T}}{\left[1 - \frac{f_2 D_c q}{f_1 2 \lambda_l \Delta T} \right]} \quad (I-15)$$

Les équations (I-14) et (I-15) donnent un résultat raisonnable pour des conditions précises, comme cela a été démontré par Hsu et Graham.

À flux de chaleur très faible, l'activation ou la désactivation d'une cavité peuvent se manifester dans l'hystérésis de la forme de la courbe d'ébullition. Ce comportement est prééminent dans les liquides qui ont bien mouillé la surface. Pour ces liquides, les grandes cavités sont inondées généralement et le processus de la convection persiste jusqu'à une plus grande surchauffe des plaques. L'activation d'un grand nombre de cavités, dans une procédure contrôlée de flux de chaleur, mène à une amélioration dans l'augmentation de la chaleur. À faible flux de chaleur le deuxième terme dans le dénominateur de l'équation (I-15) est généralement beaucoup moins que l'unité et donc il peut être négligé. Avec cette supposition, la dimension d'une cavité du nucléation varie inversement avec la surchauffe de la plaque ^[09].

I.4.1 L'ébullition nucléée partielle

Les travaux de Kumada et Sakashita ^[30], dans le régime de la bulle isolée, ont montré que la conduction transitoire dans le liquide adjacent aux plaques est le mécanisme le plus important pour l'augmentation de taux de transfert de chaleur.

Après formation, la bulle agit comme une pompe par l'enlèvement de liquide chaud et le remplacer avec le liquide froid.

Mikic et Rohsenow ^[09] étaient les premiers à démontrer la dépendance utilitaire entre le flux de chaleur par ébullition nucléée partielle et la surchauffe de la plaque. En supposant que la contribution d'évaporation pour enlever le taux de la chaleur totale était faible, ils ont obtenu une expression pour le flux de chaleur par ébullition nucléée partielle comme :

$$q = \frac{\lambda^2}{2} \sqrt{\pi(\lambda \rho c_p)_l} f D_b^2 N_a \Delta T + \left(1 - \frac{\lambda}{4} N_a \pi D_b^2\right) h \Delta T \quad (\text{I-16})$$

Rohsenow ^[09] note que les prédictions de l'équation (I-16) sont en accord avec des données expérimentales, cette équation est dérivé d'après les données observée de la dépendance entre q et ΔT . Il note que la prédiction quantitative de cette équation qui présente la dépendance de flux de chaleur avec la surchauffe de la plaque exige une connaissance de

plusieurs constantes empiriques. Bien que cette équation ait été dérivée pour l'ébullition nucléée partielle, il a été suggéré qu'elle pourrait être extrapolée à l'ébullition nucléée complètement développée.

Judd et Hwang ^[31], ont employé aussi une approche semblable à celle de Mikic et Rohsenow mais l'évaporation du micro/macrocouche est incluse à la base de la bulle. Donc, un troisième terme pour la contribution de la microcouche a été ajouté dans l'équation (I-16) comme :

$$q_e = \nu_e N_a \rho_l h_{fv} f \quad (I-17)$$

Où ν_e est le volume de la microcouche.

Plus récemment Paul et Abdel-Khalik ^[32], ont fait une étude détaillée de l'ébullition nucléée d'eau saturé sur un fil du platine horizontal chauffé électriquement, ils ont déterminé la densité des sites actifs de nucléation, le diamètre de départ de la bulle, et la fréquence de la parution de la bulle. A partir de ça ils étaient capables de trouver le flux de chaleur associé avec le changement de phase (évaporation). La contribution de la convection naturelle a été déterminée d'après les données de la convection d'une seule phase rapportée dans la littérature, alors que la contribution de la convection rehaussée a été obtenue en supposant que les bulles créent un écoulement normal à la surface chauffée ^[33].

Dans le régime de la bulle isolée d'après les travaux de Sakashita et Kumada, le mécanisme principal de transfert de chaleur est la conduction, quand la contribution d'évaporation au flux de chaleur totale est faible. Il paraît aussi que l'approche de Mikic et Rohsenow présente une justification valable mais à condition que la densité de site, le diamètre de la bulle et la fréquence, soient fournis dans le même ensemble de données ^[34].

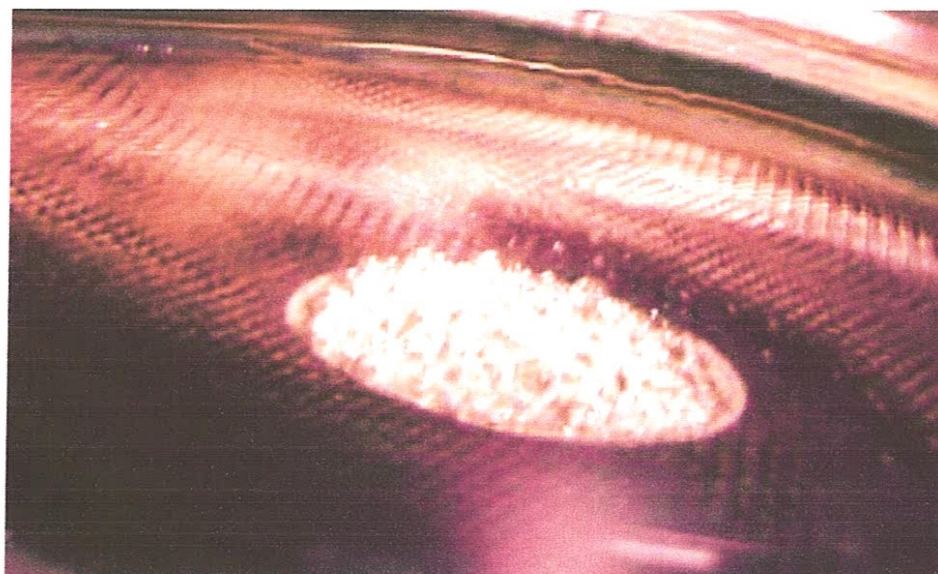


Figure I.3: le régime d'ébullition nucléée partielle

La figure I.3 représente l'ébullition nucléée partielle d'un disque chauffant, la température de la surface est de 110 °C. On observe la présence de petites bulles qui se forment à la surface de l'élément chauffant. Ces bulles peuvent former des colonnes et occasionnellement des masses importantes de vapeur (la photo ici présentée a été prise dans le Laboratoire de transfert de chaleur de la Faculté d'ingénierie, Université de Moncton, par M. Rhéal Saulnier).

I.4.2 Ébullition nucléée complètement développée

Dans ce régime, au fur et à mesure que l'on augmente le flux de chaleur q , le nombre de sites de nucléation actifs croît. La surface chauffée finit par être recouverte de bulles. L'échange thermique en paroi ne se fait que par ébullition nucléée ; celle-ci est une région d'ébullition nucléée complètement développée.

L'évaporation est le mode dominant de transfert de chaleur dans ce régime, d'après Gaertner, la plupart de l'évaporation se produit à la périphérie de tiges de vapeur. L'énergie de changement de phase est fournie par la surchauffe dans la couche liquide dans laquelle les tiges sont implantées. Gaertner et Westwater^[21] ont trouvé que le diamètre des tiges diminue

avec le flux de chaleur comme ^[09] :

$$D_0 \approx (q)^{-1.43} \quad (I-18)$$

Gaertner a trouvé que la couche de conduction était plus mince que la couche thermique totale qui avait une épaisseur égale à la hauteur des tiges de vapeur (épaisseur de la couche liquide entre la surface chauffante et la base du champignon de la vapeur). La hauteur des tiges était approximativement 60 % du diamètre des tiges. La région de la surface recouverte par la vapeur reste presque constante dans l'ébullition nucléée complètement développée ^[09].

Le modèle d'ébullition nucléée complètement développée a été proposé par Dhir et Liaw ^[34], ce modèle emploie une tige de vapeur, la structure de la vapeur est divisée en trois régions.

- La couche thermique qui contient des tiges de vapeur occupe immédiatement la région du côté de la plaque. la couche thermique est influencée fortement par les conditions de la surface, son épaisseur est entre 10-100µm.
- L'écoulement dynamique de la vapeur qui domine la région près du sommet du flux de chaleur par ébullition nucléée.
- La région intermédiaire qui s'allonge entre le bord externe de la couche thermique et l'emplacement du sommet de flux de chaleur par ébullition nucléée, celle-ci est influencée par l'écoulement dynamique de la vapeur dans le voisinage immédiat de la plaque.

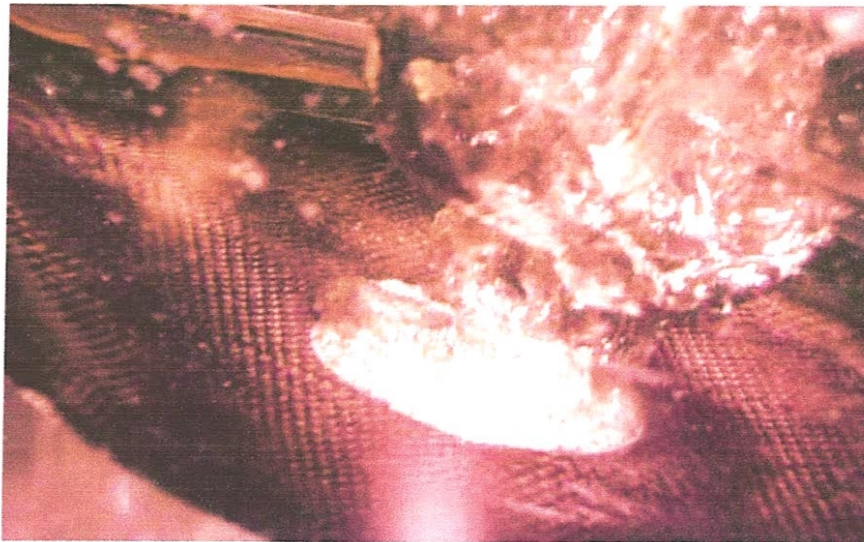


Figure I.4: le régime d'ébullition nucléée complètement développée

La figure I.4 représente l'ébullition nucléée complètement développée d'un disque chauffant, la température de la surface est de 125°C , une formation très dense des bulles de vapeur de taille importante sur la surface de l'élément chauffant est observée. Leur mouvement ascendant est assez violent. La coalescence de ces bulles donne naissance à des masses importantes de vapeur. Le transfert de chaleur est extrêmement intense dans ce cas (on est assez proche du point maximum sur la courbe d'ébullition).

I.5 Mécanismes du transfert de chaleur

Quatre mécanismes contribuent à augmenter le flux de chaleur par ébullition donnés dans la littérature^[09] sont :

- ✓ La conduction transitoire à la région qu'est influencée par l'augmentation d'une bulle sur un site de nucléation.
- ✓ L'évaporation à l'interface liquide-vapeur (une fraction qui peut être inclus dans la conduction transitoire).
- ✓ La convection naturelle rehaussée sur la région dans le voisinage immédiat d'une bulle croissante.
- ✓ La convection naturelle sur la région qui n'a aucun site actif de nucléation et est totalement libre à l'influence des trois mécanismes cités précédemment.

Cependant, l'importance de ces mécanismes dépend fortement de la magnitude de la surchauffe des plaques et d'autres variables du système tel que la géométrie de surface chauffante, l'orientation de la surface, etc [09].

Gaertner [04] montre que plusieurs régimes d'ébullition nucléée sont identifiés avec les différentes structures de la vapeur. Avec une augmentation dans le flux de chaleur ou la surchauffe des plaques, le nombre de sites actifs et la fréquence de la parution de bulles augmentent.

Dans un liquide saturé au repos, la bulle se détache la surface chauffante sous forme de jets due a la fusion de la bulle de vapeur dans la direction verticale, ceci a cause de l'augmentation de la densité de sites actifs avec l'augmentation de la surchauffe du plaque, en plus les bulles des sites avoisinants commencent aussi à fondre.

Les bulles sont attachés à la surface chauffante par plusieurs tiges de vapeur, Gaertner a appelé cette condition de la formation de jets de vapeur et le type de champignon bouillonnant *la première transition*, elle marque le changement de l'ébullition nucléée partielle à complètement développée.

Donc, la surchauffe ou le flux de chaleur de la plaque sont des paramètres importants qui déterminent la structure de la phase vapeur près de la surface chauffée.

Moissis et Berenson [35] ont obtenu une expression semi théorique pour la première transition de Gaertner comme

$$q' = 0.11\sqrt{\phi}\rho_v h_{fv} \left[\frac{\sigma g}{(\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/4} \quad (I-19)$$

Avec l'augmentation continue dans la surchauffe des plaques dans l'ébullition nucléée complètement développée, la plupart de la région de la surface chauffante est couverte avec un grand type du champignon. Comme le flux de chaleur continue a augmenté, les tiges de vapeur commencent à fondre, et forment des pièces sèches sur la surface chauffante. Gaertner a appelé cette condition *deuxième transition*.

Cette transition (deuxième transition) correspondu plutôt à une grande réduction dans l'inclinaison de la courbe d'ébullition nucléée [04].

La structure de vapeur dans l'ébullition nucléée, comme identifié par Gaertner, est montré dans la figure I-5.

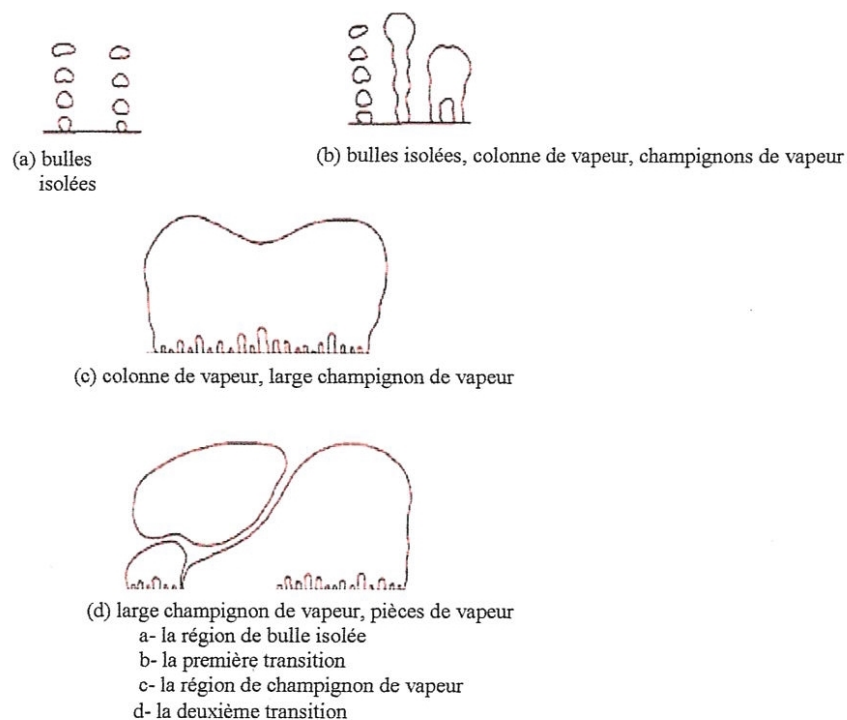
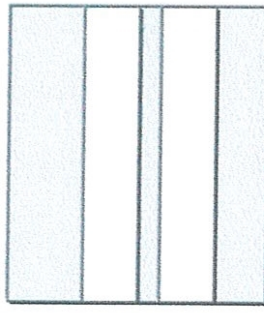


Figure I-5: l'identification de Gaertner sur la structure de vapeur à l'ébullition nucléée

Chapitre



Effets des différentes variables

II.1 Introduction

**II.2 Les effets des différentes variables sur le
transfert de chaleur par ébullition**

II.1 Introduction

D'après plusieurs recherches expérimental, les effets d'interaction entre les surfaces liquide/vapeur/solide sur le transfert de chaleur (TdC) et le coefficient de transfert de chaleur (HTC) sous conditions d'ébullition nucléée sont insignifiants et peuvent être négligés (à l'exception l'ébullition des fluides cryogéniques). En contracte, d'autres chercheurs ont conclu que ces effets étaient considérables et ont proposé des méthodes différentes d'estimation ^[36].

En général, l'effet des caractéristiques de la surface sur le processus d'ébullition dépend des:

- Propriétés thermophysiques de la matière des surfaces (conductivité thermique et absorption thermique).
- Interactions entre les surfaces solide-liquide-vapeur (mouillage, adhésion, adsorption).
- Géométries microscopiques de la surface (dimensions et forme des fissures et des pores).

Tous ces paramètres affectent simultanément le processus d'ébullition et le HTC et sont liés entre eux. Ces caractéristiques sont difficiles à répartir quantitativement, et dépendent de la présence de contamination de la surface, des méthodes de traitement de la surface ^[37] et des processus industriel.

II.2 Les effets des différentes variables sur le transfert de chaleur par ébullition

II.2.1 La microgéométrie de la surface

La caractéristique du microgéométrie communément acceptée (mais pas la seule) est la rugosité de la surface. De nos jours, on a une disponibilité d'équipement sophistiqué, tel que le profilometer laser pour l'évaluation des paramètres de la rugosité de la surface et le microscope d'électron pour l'évaluation de microstructure ^[36].

Les centres stables de génération de bulle de vapeur sont les éléments (cavités, pores) non remplis de liquide après départ de la bulle de vapeur (Rohsenow ^[36]). Pour les surfaces mouillées, les paramètres principaux qui déterminent la capacité d'une cavité de conserver un "prêt noyau" de vapeur, sont sa forme et sa dimension. Le rayon de la cavité, sa profondeur, l'angle de contact du fluide et la vitesse de la pénétration du fluide sont des paramètres importants qui déterminent la stabilité d'une cavité dans l'ébullition.

Berenson ^[104] a démontré que la rugosité de la surface a déplacé la courbe d'ébullition nucléée vers la gauche, il a été noté aussi que les surfaces les plus rugueuses font augmenter le flux de chaleur maximal.

Généralement, la nucléation d'une surface rugueuse exige une surchauffe de début de formation de bulle de vapeur moindre. Le taux des nouveaux sites de nucléation qui sont actives quand la surchauffe de la plaque augmente est aussi plus grand pour les surfaces rugueuses ^[109].

D'après les données des Bier & Al ^[25] sur le Fréon obtenues à partir des quatre surfaces préparées par différentes procédures, trois des ces quatre surfaces ont presque la même rugosité moyenne mais probablement différente dimension de cavité due à la différence dans les procédures de la préparation des surfaces. Le travail de Bier & Al ^[22], suggère que c'est important de distinguer la rugosité et la dimension de la cavité, qui doivent être incluses dans le modèle de transfert de chaleur par ébullition ^[109].

L'effet de la rugosité sur le HTC est illustré par des données expérimentales obtenues pendant l'ébullition de deux fluides très différents, eau et hélium. Ces expériences ont montré qu'avec la croissance de la rugosité d'une surface, le HTC par ébullition augmente et atteint une valeur maximale; après ce point, une augmentation supplémentaire de la rugosité de la surface n'a aucun effet sur transfert de chaleur par ébullition.

Les résultats des investigateurs suggèrent que la rugosité d'une surface affecte le nombre des sites actifs de nucléation, l'augmentation de la rugosité d'une surface implique une augmentation dans le nombre des sites actifs d'une surface ^[36].

Le nombre des centres de génération de la bulle de vapeur par unité de surface peut être estimés comme:

$$\sqrt{n} = 25 \times 10^{-8} \left(\frac{h_{fv} \rho_v \Delta T}{T_s \sigma} \right)^{1.5} \quad (\text{II-1})$$

II.2.2 Les propriétés thermophysiques d'une surface

L'effet des propriétés thermophysiques d'une surface bouillante sur le HTC devrait être considéré en deux aspects. Le premier est lié par discrétisation spatial de centres de génération de la bulle de vapeur, et le deuxième est lié par les mécanismes de transfert de chaleur entre la surface chauffante et le liquide près de centres de génération des bulles de vapeur.

Les centres de génération de la bulle de vapeur sont placés où il y a prélèvement intensif de la chaleur, avec un flux de chaleur local beaucoup plus grand que la valeur moyenne. Due à cette situation, la température près des centres actifs de génération de bulles est inférieure que celle sur le reste de la surface. L'existence des centres actifs de génération de bulles de vapeur diminue la température de la surface non seulement près du centre de génération mais aussi sur la surface libre, il en résulte une augmentation de HTC ^[36].

Sur une plaque de plus haute conductivité thermique, la redistribution de flux de chaleur le plus intense est entre les parties de la surface libre et la surface couverte par les centres actifs de génération des bulles. Sur une plaque de plus basse conductivité thermique, la redistribution de flux de chaleur local entre la surface libre et la surface couverte par les centres actifs de génération de bulles de vapeur; n'est pas facile comme dans le cas d'une surface de haute conductivité thermique. Le flux de chaleur à travers un centre qui est capable de produire la vapeur d'une plaque de basse conductivité thermique, est plus faible que celui pour une plaque de haute conductivité thermique ^[36].

Pour l'ébullition des fluides cryogéniques la conductivité thermique d'une plaque chauffante traitée modérément affecte le HTC, ces fluides mouille très bien la surface chauffante, parce que leurs angles de contact sont presque égale à 0° . Une surface qui est considérée rugueuse pour les fluides réguliers est elle considérée " lisse " pour les fluides cryogéniques. Seulement un traitement spécial de la surface qui crée des micropores peut produire une surface qui est suffisamment " rugueuse " pour les fluides cryogéniques.

Guo & El-Genk ^[38] ont trouvé que le taux de l'évaporation de la microcouche augmente quand l'épaisseur et la conductivité thermique d'une plaque chauffante augmentent.

II.2.3 L'épaisseur de la surface

L'effet d'épaisseur d'une plaque chauffante sur le transfert de chaleur par ébullition devrait être considéré conjointement avec l'effet de propriétés thermophysiques.

Chuck & Meyers ^[40] ont trouvé que l'effet d'épaisseur sur le HTC est mineur, pour l'ébullition nucléée d'eau, d'éthanol, de n-heptane et cela sur les plaques d'acier avec épaisseur de 0.025, 0.051 et 0.13mm. Cependant, le HTC augmente quelque peu avec la croissance de l'épaisseur de la plaque, pour un plus grand surchauffe (ΔT); et le contraire pour valeur plus petit de ΔT . Cependant, à certaines valeurs d'épaisseur de la surface chauffante " limiting value", l'effet de cette dernière sur le HTC est devenu négligeable.

II.2.4 L'angle de contact

Dans la réalité, les angles de contact (θ) mesurés pour les surfaces lisses varient approximativement entre 90° et 140°. Cela veut dire que le mouillage peut diminuer à 2-3 fois la génération et la création de bulles de vapeur ^[36].

Wang & Dhir ^[41] ont conclu d'après plusieurs expériences que le nombre des centres actifs de génération de vapeur diminue quand le mouillage de la surface bouillante est amélioré (c.-à-d., quand les valeurs d'angle de contact diminue).

La formule de Fritz qui détermine le diamètre de détachement est :

$$D_b \approx 0.208 \theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (\text{II-2})$$

La formule de Fritz peut être considérée seulement comme une approche théorique. En général, la partie adimensionnelle de la formule $\left(\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \right)$ est utilisée dans beaucoup de corrélations pratiques pour le HTC, comme une dimension caractéristique pour l'ébullition nucléée dans le nombre de Nusselt. Il est supposé que cette expression est proportionnelle au diamètre de détachement de la bulle de vapeur.

Dans la littérature, cette expression est aussi appelée la "constante capillaire de liquide" ^[36].

II.2.4.1 Les angles de contact dynamiques

Kandlikar & Steinke ^[42], et Kandlikar & Al ^[43], ont mené des études par imagerie sur des bulles se heurtant sur une surface chauffante. La rugosité, la température de la surface chauffante, et le nombre de Weber d'une bulle affectent les caractéristiques de l'interface. Si une bulle heurte sur une surface solide, elle s'étend sous l'influence de l'inertie et des forces gravitationnelles.

On a deux angles de contact dynamiques qui jouent un rôle important sur les caractéristiques de l'interface: l'angle de contact dynamique d'avancement ($\theta_{A,d}$) et l'angle de contact dynamique de recul ($\theta_{R,d}$). L'angle de contact d'avancement est généralement différent de l'angle de contact de recul.

La figure II.1 présente une bulle sur une plaque pendant l'ébullition nucléée, l'image gauche présente une bulle qui grandit sur la surface chauffante, la base de la bulle s'étend dans ce cas, et l'angle de contact sur la plaque est l'angle de recul, l'image à droite montre la bulle juste avant son détachement. La base de la bulle est contractée dans ce cas et l'angle de contact est l'angle d'avancement. On constate que l'angle de contact d'avancement est plus grand que de celui de recul ^[16].

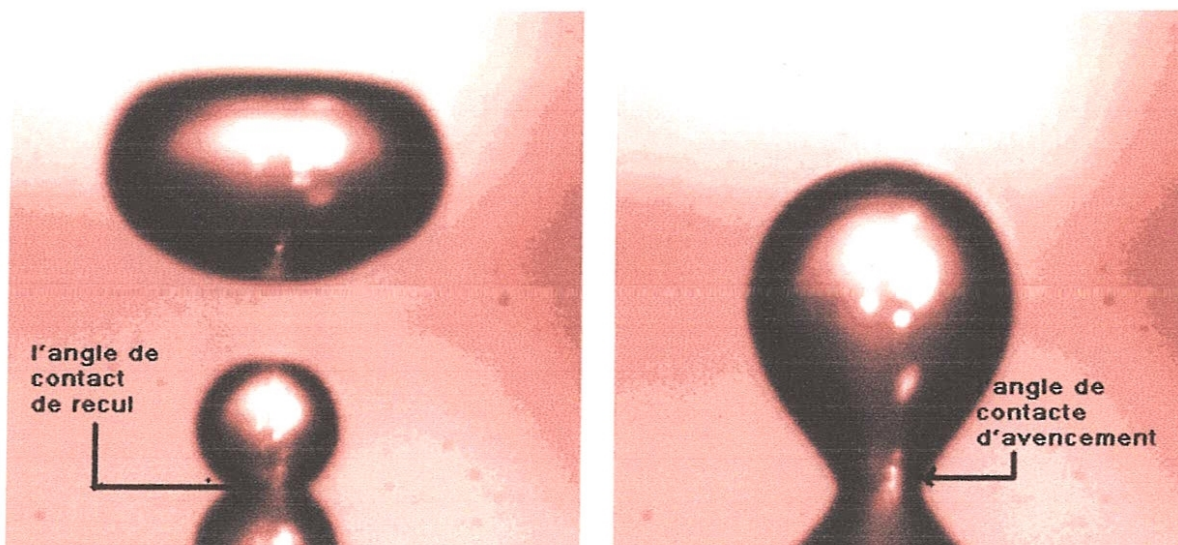


Figure II.1: l'angle de contact dynamique à la base d'une bulle pendant l'ébullition en vase.

L'équilibre des angles de contact d'avancement et de recul dépend du liquide, de la vapeur, de la matière de la surface solide, de la rugosité de la surface et de toutes imperfections de la surface qui peuvent être présents sur l'interface liquide-vapeur ou sur la surface solide ^[42].

L'angle de contact d'avancement se reporte à la condition quand l'interface avance vers la phase de vapeur, si cet angle est mesuré pendant que l'interface est déplacé, il est appelé comme l'angle de contact dynamique d'avancement, de la même façon, l'angle de contact de recul fait référence à la condition quand l'interface glisse le long de la surface solide vers la phase liquide.

L'angle de contact dynamique d'avancement est plus haut que l'angle de contact dynamique de recul pour les températures allant approximativement jusqu'à 140°C. Pour des températures au-dessus de 140 ou de 150°C, l'angle dynamique de recul augmente de la même valeur que celle de l'angle dynamique d'avancement ^[42].

II.2.4.2 Le mouvement de l'interface

Kandlikar ^[16,42] a proposé que l'évaporation rapide qui se produit crée un film mince de vapeur. Ce mécanisme mène au flux de chaleur critique (CHF).

L'évaporation intense à l'interface près de la surface chauffante exerce une force de vapeur qui pousse l'interface vers le liquide, il en résulte une augmentation dans l'angle de contact de recul. Le mouvement de l'interface liquide-vapeur causé par un film mince de vapeur sous la bulle (la figure II.2).

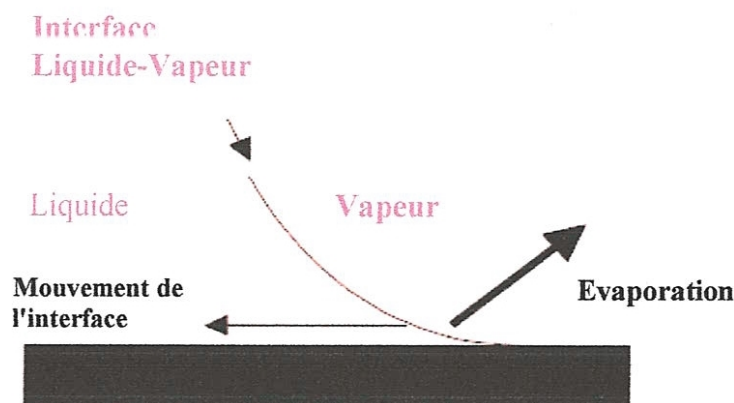


Figure II.2: représentation schématique du mouvement de l'interface

Lorsque l'interface est dans un mouvement dû à l'évaporation, l'angle de contact à cette condition représente l'angle de contact dynamique de recul.

II.2.5 La position de la surface

L'effet de la position d'une surface chauffante sur le HTC est important. Pour un ensemble de tubes verticaux immergés dans un liquide, le HTC est plus grand sur la partie supérieure de l'ensemble des tubes dû à l'augmentation de la vitesse de vapeur. Un effet semblable se produit dans un ensemble de tubes horizontaux immergé dans un liquide, le HTC est plus grand sur les tubes supérieurs dû à l'augmentation de la convection. Cet effet est considérable à faible flux de chaleur ^[36, 4]

Le HTC est plus grand sur un tube incliné (approximativement 45°) comparé aux positions horizontales et verticales. Cet effet peut être dû à la diminution de la formation des bulles de vapeur sur une surface bouillante ^[4].

II.2.6 La contamination de la surface

La physico-chimie change la surface bouillante et peut prendre place de plusieurs façons ^[4]:

- Lors de la déposition de matière inerte dans le liquide saturé.
- Durant une réaction chimique lente de la surface avec les gaz dissous dans le liquide ou avec la vapeur.
- Durant une réaction chimique forte du métal avec les solutions concentrées d'électrolytes.

Les deux derniers processus persistent sur une longue période de temps et peuvent mener à une perte de matière ou corrosion de la surface

L'effet de la contamination d'une surface déplace la courbe d'ébullition vers la droite et augmente la surchauffe nécessaire à la formation des bulles de vapeur. Cet effet est semblable à l'amélioration de mouillage de la surface.

Le flux de chaleur maximale d'une surface soumise à une plus longue période d'ébullition est approximativement 25 % plus grand que sur une surface propre ^[4].

II.2.7 Pression du système

Avec une augmentation dans la pression du système, la surchauffe diminue et la courbe d'ébullition nucléée se déplace à gauche.

Initialement le flux de chaleur maximal augmente avec la pression, il atteint sa plus grande valeur entre des pressions réduites de 0.3 et 0.4 atmosphère, par la suite il diminue. Fath & Judd ont montré que le modèle de Mikic & Rohsenow pour l'ébullition nucléée partielle, avec la contribution d'évaporation du micro-macrocouche, était aussi applicable aux pressions inférieures à 1 bar ^[4,44].

II.2.8 La force de gravité

Dans l'ébullition nucléée, le transfert de chaleur par convection représente une fraction considérable du taux du transfert de chaleur total. Donc, la force de gravité joue un rôle important dans ce mode d'ébullition. Au faible flux de chaleur, la magnitude de la gravité affecte la courbe d'ébullition, cependant, aucun effet de la gravité évident à haut flux de chaleur par ébullition nucléée.

La force de la gravité peut influencer le courant de transfert de chaleur par ébullition ainsi que les interactions de phases ^[4].

De ce fait les bulles dans des conditions de microgravité sont plus grandes que celles à gravité normale terrestre ^[45]. La figure II.3 ^[18] représente l'influence de la force de gravité sur la dimension de la bulle à différents flux de chaleur.

Dans des conditions de microgravité, beaucoup de facteurs tel que : la force de thermo capillarité, vibrations et autres, peuvent influencer le processus.

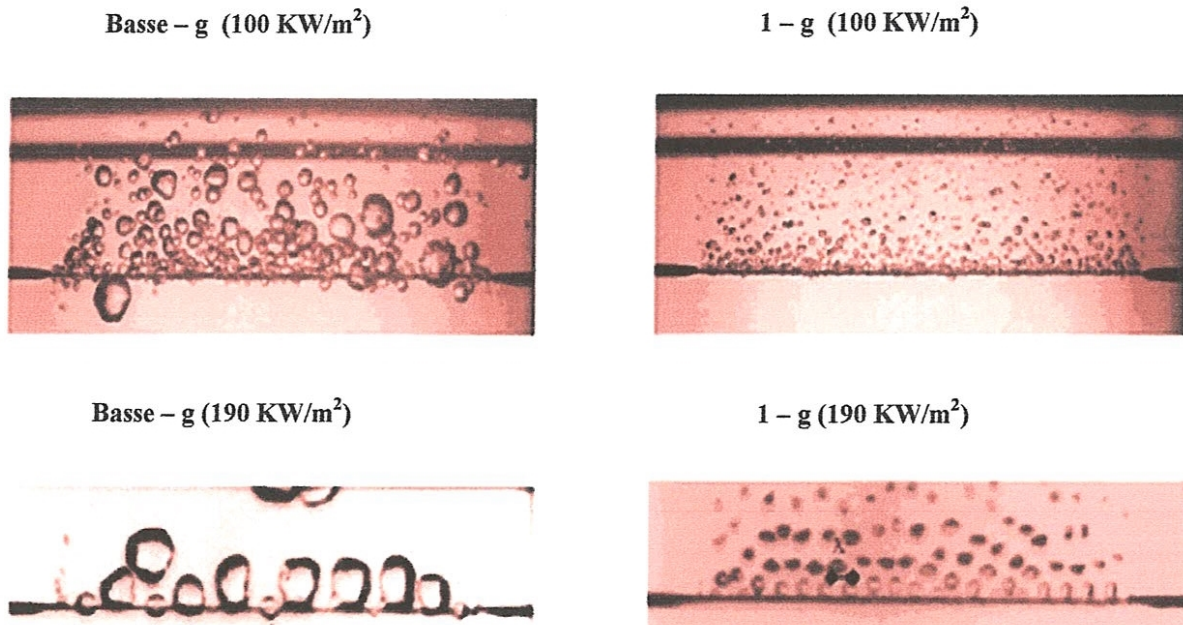


Figure (II-3): l'influence de la gravité sur la dimension de la bulle

II.2.9 Liquide sous saturation

Le taux de transfert de chaleur par convection augmente avec les liquides sous saturés, la présence de ces dernières influences le début d'ébullition nucléée partielle ainsi que les régimes d'échange.

À grands flux de chaleur d'ébullition nucléée, les courbes d'ébullition sous saturés et saturés, presque se chevauchent, ceci montre que à grand flux de chaleur la contribution de convection devient faible. Le flux de chaleur maximal est augmenté avec la sous saturation, et l'expression de flux de chaleur maximal dans les liquides sous saturés est donnée par l'équation de Zuber & Al ^[46] comme :

$$\frac{q_{\max,sub}}{q_{\max}} = \left[1 + c_1 (g(\rho_l - \rho_v) \rho_v^2 a_l^4 \sigma^3)^{1/8} N_{Ja} \right] \quad (\text{II-3})$$

D'après les données de Elkassabgi & Lienhard, trois régimes des sous saturation pour le flux de chaleur maximal ont été identifiés, la figure II.4 représente ces trois régions.

À basse sous saturation, leur corrélation est donnée par :

$$\frac{q_{\max,sub}}{q_{\max}} = 1 + 4.28 N_{Ja} / Pe^{1/4} \quad (\text{II-4})$$

Pe est représenté le nombre de Peclet

À sous saturation modéré, les bulles entourent la surface chauffante sans détachement. Pour ces sous saturation, le flux de la chaleur maximal a été déterminé par convection naturelle.

À très haute sous saturation, le flux de chaleur maximal est indépendant de ΔT_{sub} , Elkassabgi et Lienhard [99] ont noté que le flux de chaleur maximal est limité par le taux d'évaporation sur la surface chauffante.

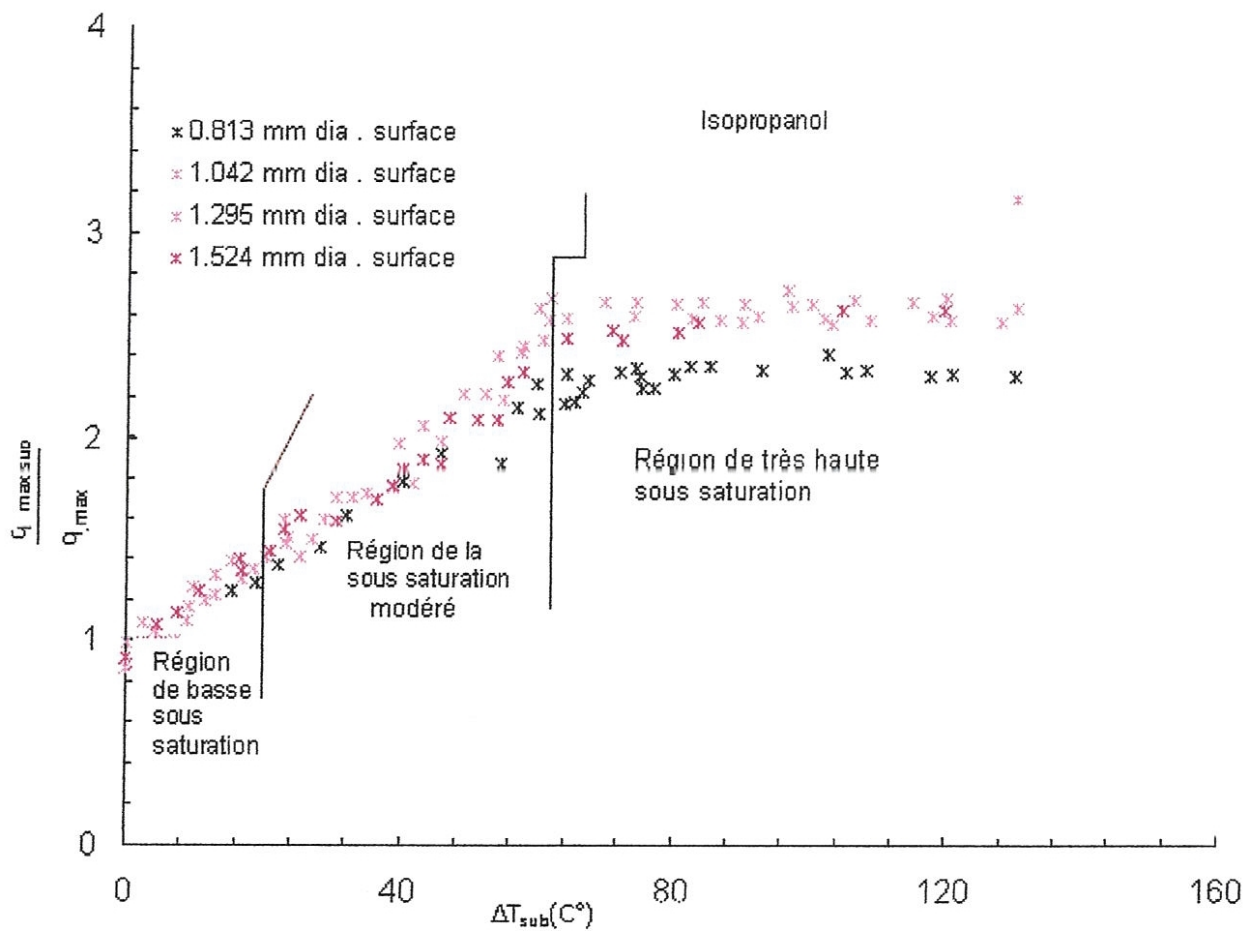


Figure II.4 : L'influence de la sous saturation sur le flux de chaleur maximal

L'ébullition est influencée fortement par la sous saturation, tel qu'avec son augmentation, on a un déplacement des courbes d'ébullition vers le haut et vers la droite ainsi qu'une augmentation de flux de chaleur maximal ^[09].

II.2.10 Courant d'ébullition externe

La vitesse du courant représente une autre variable qui peut influencer la courbe d'ébullition. L'ébullition sous conditions de courant peut être divisée en deux catégories: Courant d'ébullition externe et interne, le courant d'ébullition externe concerne les surfaces plates, tandis que pour l'ébullition sur les tubes ou les canaux on parle de courant interne ^[09].

Le courant de transfert de chaleur est affecté par la géométrie de la surface chauffante et la vitesse du courant, cette dernière réagit réciproquement pour augmenter le transfert de chaleur par ébullition nucléée partielle. Cependant, la vitesse du courant a un faible effet sur l'ébullition nucléée complètement développée, par contre l'augmentation du flux de chaleur maximale dépend de cette vitesse ^[09].

II.2.11 Effets des autres paramètres sur le HTC par ébullition

Au début d'ébullition la surchauffe et le flux de chaleur par ébullition nucléée partielle peuvent être affectés fortement par le flux convectif et le mouvement de la bulle sur et autour de la surface. Le flux convectif est influencé par la géométrie de la surface de chauffe, classée selon la rugosité, dans une certaine mesure d'après la dimension et la forme des fissures et des pores ^[36,18].

II.2.11.1 La forme de la surface

En général, il devrait être signalé que seulement une surface plate peut avoir une distribution uniforme de HTC ^[36].

Par conséquent, le flux de chaleur locale autour du centre de générations de bulle de vapeur affecte le processus d'ébullition. Dans le cas d'un cylindre, le HTC moyen mesuré dépendra du nombre des centres de génération de bulle, l'emplacement de thermocouples autour de la circonférence du cylindre et ainsi de la conductivité thermique de la matière du cylindre (plus grande conductivité thermique plus faibles différences dans le HTC autour de la circonférence). En contraste, la bulle de vapeur, à son départ sur une surface horizontale plane

réagit réciproquement avec les bulles de vapeur avoisinantes, cette interaction est plus ou moins uniforme sur la surface entière bouillante ^[36].

II.2.11.2 Le niveau de liquide

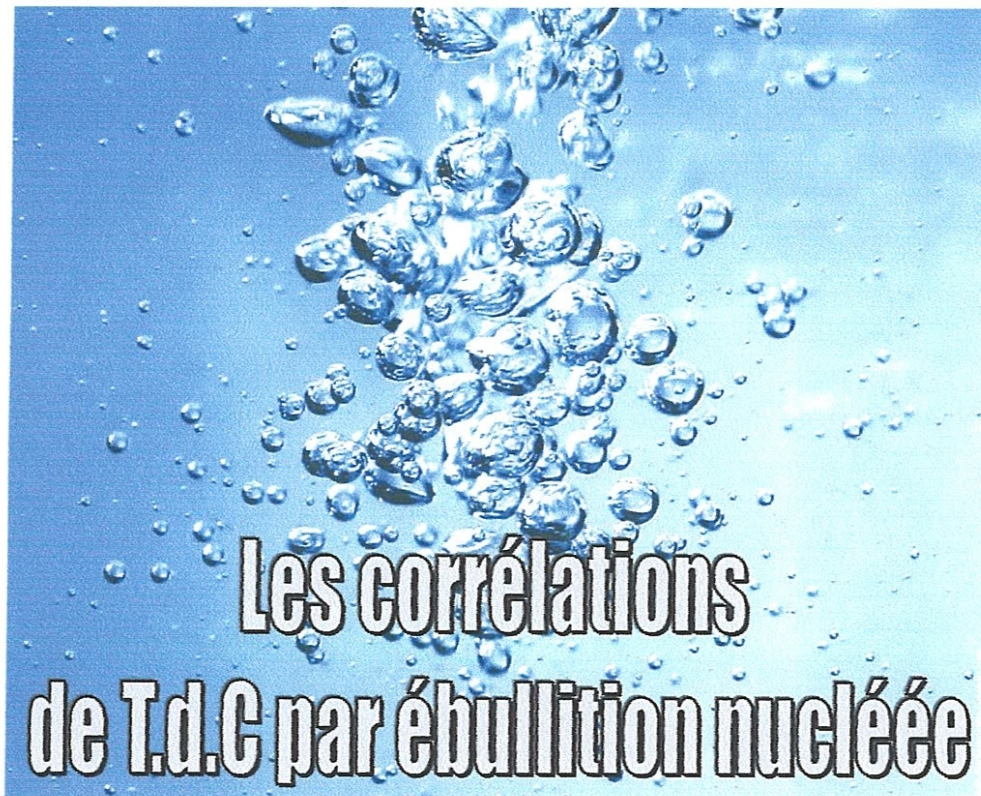
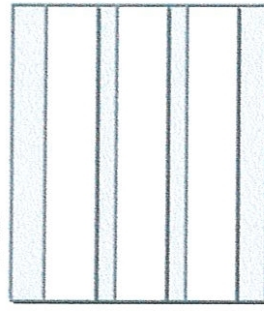
Dans une certaine mesure le niveau de liquide n'affecte pas le HTC par ébullition nucléée.

D'après Pioro ^[47], le niveau de liquide plus de 2mm sur une surface plate chauffante n'a aucun effet notable sur le HTC.

II.2.11.3 La " nouvelle " et " vieille " surface bouillante

D'après Kutepov & Al ^[48], Plus grand HTC évalué sous conditions d'ébullition nucléée peut être estimé sur une nouvelle ou surface propre inutilisée. Pendant le premières 100 à 200 heures d'ébullition continue, le HTC diminue à un certain niveau et stagne à ce niveau. Cet abaissement dans le HTC indique qu'après un certain temps, une portion des centres de génération de vapeur perd sa capacité de produire la phase de vapeur. Les valeurs des HTC stables peuvent paraître après l'ébullition continue pour une dizaine ou même une centaine d'heures.

Chapitre



Les corrélations de T.d.C par ébullition nucléée

III.1 Introduction

III.2 Les modèles de transfert de chaleur par ébullition

**III.3 Les corrélations de transfert de chaleur par
ébullition nucléée**

III.1 Introduction

Les recherches pour la compréhension du processus de transfert de chaleur d'ébullition ont fait des progrès considérables, très souvent les résultats sont de forme de corrélation semi théorique.

Le processus d'ébullition est la somme de plusieurs sous processus (la dynamique de la bulle, les mécanismes de transfert de chaleur, le bilan de forces et les effets des différentes variables..), ainsi que leurs interactions. Certains sous processus sont mieux compris que d'autre, mais lorsqu'on est amené à interpréter leurs interactions notre compréhension est très limitée.

Les corrélations servent à prédire les importants paramètres à des géométries et des conditions déterminées. Cependant, nous sommes encore loin d'avoir un modèle théorique de flux de chaleur d'ébullition nucléée.

Ces corrélations servent donc à prédire une performance d'un système thermique donné sous des conditions de fonctionnement bien définies. Par conséquent, la validité des corrélations reste très limitée lorsque les conditions d'expérimentation sont différentes de celles pour lesquelles les corrélations ont été développées.

C'est pour cela que c'est important de concentrer plus d'efforts sur la compréhension fondamentale du processus physique. En suivant cette direction, l'étude du transfert de chaleur par ébullition subira un saut qualitatif.

III.2 Les modèles de transfert de chaleur par ébullition

III.2.1 Le modèle de Tien

Tien ^[49] a présenté un modèle d'ébullition nucléée basé sur la ressemblance hydrodynamique entre le champ de courant associé avec la croissance de la bulle de vapeur et le courant de stagnation.

L'ébullition a été visualisée dans un état stable. Le modèle développé d'après des données expérimentales fournit une corrélation modérée. Les résultats obtenus présentent une grande différence entre hautes et basses densités des sites de différents fluides. Généralement, le modèle présente un accord avec les données expérimentales à grande densité des sites de nucléation et cela pour une large variété de fluides ^[50].

III.2.2 Le modèle de Zuber

Ce modèle fondé sur l'analogie entre ébullition nucléée et convection naturelle turbulente, en exprimant le flux de chaleur par ébullition nucléée comme une fonction de la surchauffe d'une plaque et de la densité de sites de nucléation. Zuber ^[50] a conclu que l'ébullition nucléée consiste de deux régions : la région de bulles isolées et la région de bulles unies.

Les travaux sont effectués dans le régime de bulles isolées. Le transfert de chaleur est causé par un courant d'air et les équations de convection naturelle turbulente d'une surface horizontale sont utilisées dans ce régime.

Nishikawa & Fujita ^[51] qui ont utilisés le modèle de Zuber, ont développé une autre équation générale de transfert de chaleur par ébullition nucléée semblable. Ceci en supposant que la force motrice principale pour la convection dans l'ébullition nucléée est générée par le mouvement produit des bulles.

III.2.3 Le modèle de Mikic & Rohsenow

Mikic & Rohsenow ^[52] ont présenté un modèle montrant qu'il y a une région approximativement égale à deux fois le diamètre de détachement de la bulle et qui est influencée par le mouvement de bulles de vapeur (formation et départ des bulles). Ce modèle suppose que le transfert de chaleur par conduction transitoire se produit dans le liquide de la région qui est influencée par les sites de nucléation. Ce modèle n'est pas aussi libre d'empirisme, il utilise des constantes empiriques telles que la densité des sites de nucléation.

Le modèle est convenable à la détermination des constantes empiriques en utilisant les données expérimentales de flux de chaleur (q) et de la surchauffe de la plaque (ΔT). En contraste, ce modèle ne fournit pas d'explications sur plusieurs caractéristiques d'ébullition nucléée comme : hystérésis entre l'augmentation et la diminution du flux de chaleur, l'interaction entre les sites de nucléation et l'activité intermittente de quelques sites.

Mikic & Rohsenow divisent la surface d'échange en deux parties :

- une zone adjacente aux sites de nucléation actifs et refroidie par microconvection suivant le mécanisme proposé par Foster et Grief. D'après Mikic et Rohsenow, l'aire où s'exerce cette microconvection correspond à un disque centré sur chaque site de nucléation et de rayon égal à deux fois le rayon de départ de la bulle correspondante.
- Le reste de la surface où l'échange s'effectue par convection naturelle.

Les études de Mikic & Rohsenow font apparaître une relation importante de dépendance entre le flux de chaleur, le nombre de sites actifs par unité de surface et la surchauffe de la paroi ^[50].

III.2.4 Le modèle de Dhir & Liaw

Dhir & Liaw ^[53] ont proposé un modèle quantitatif de l'ébullition nucléée sur des surfaces ordinaires. Le mode dominant supposé du transfert de chaleur est l'évaporation d'une tige de vapeur sur la plaque. Le taux du transfert de chaleur ainsi que la distribution de la température dans la couche thermique sont trouvés par la solution numérique d'équations bidimensionnelle de conduction.

Ce modèle exige la connaissance de la distribution des dimensions de cavités actives, il est donc applicable seulement aux surfaces dans lesquelles la distribution des dimensions de cavités actives est déjà déterminée.

Le modèle est applicable à l'ébullition nucléée complètement développée et pas à l'ébullition nucléée partielle, c'est-à-dire, régime de la bulle isolée. Il utilise l'angle de contact comme un paramètre dominant ^[50].

III.2.5 Le modèle de Sakashita & Kumada

À faible flux de chaleur, l'ébullition nucléée forme une large masse de vapeur sur une surface chauffante par la coalescence de bulles ainsi qu'une microcouche liquide au dessous de ces masses de vapeur. Le flux de chaleur critique (CHF) est déterminé par l'assèchement de cette microcouche, comme proposé par Haramura & Katto ^[54].

D'après des études expérimentales, Sakashita & Kumada ^[55] montrent que la microcouche liquide est formée par la coalescence de bulles. Cela indique que le nombre et la dimension de bulles primaires sont importants pour le mécanisme de formation de la microcouche à basse pression. À plus hautes pressions, d'après des études par imagerie obtenu par Séméria ^[30], Sakashita & Kumada ^[56] ont proposé un modèle pour la formation de microcouche basé sur le mécanisme d'ébullition à partir de la détermination des diamètres des bulles.

Dans ce modèle, la microcouche est formée par la coalescence de la bulle secondaire qui est à son tour formée par la coalescence de la bulle primaire. L'épaisseur des microcouches à plus haute pression n'est pas liée à la dimension de la bulle primaire, mais plutôt à leur union (bulle secondaire).

Ainsi dans ce cas, l'ébullition nucléée des bulles primaire prédomine lorsque la microcouche est épaisse. Le diamètre de détachement de la bulle peut être estimées par la

$$\text{relation} \left(\frac{q}{B_H \Delta T^{4/3}} \right)^{8/3} D_b^2 = 1. \quad (B_H \text{ groupe de propriétés physiques des fluides})$$

Un site de nucléation est généralement idéalisé comme une cavité conique possède un rayon r^* .

Cette cavité est activée quand il satisfait le critère : $r^* \geq 2\sigma T_{sat} / (\rho_v H_{fv} \Delta T_{sat})$

III.3 Les corrélations de transfert de chaleur par ébullition nucléée

Les caractéristiques de transfert de chaleur par ébullition nucléée sont généralement connues comme étant liées avec la densité du site de nucléation d'une surface chauffante. Les corrélations sont divisées selon le mécanisme ou bien selon le phénomène physique qui contribue au mieux au transfert de chaleur ^[57].

On peut aussi diviser les corrélations de transfert de chaleur en deux approches typiques :

- La première approche est caractérisée par l'utilisation des valeurs constantes pour les coefficients et les puissances; cela s'applique à une grande variété de fluides et conditions d'ébullition comme les corrélations de Sakashita & Kumada, Kocamustafaogullari, Kutateladze, Labuntsov, Kruzhilin, etc. L'avantage principal de cette approche est la grande gamme d'applicabilité de ces corrélations, sans se soucier du genre de fluide ni de la surface bouillante.
- La deuxième approche est basée sur la variabilité des coefficients dans une corrélation (combinaison entre l'interface surface-fluide et la puissance qui est évaluée habituellement pour le nombre de Prandtl, pour différents types de fluide). Les corrélations utilisées généralement sont celles de Mikic & Rohsenow, Kurihara & Meyer.

A travers une étude bibliographique assez poussée englobant plusieurs publications internationales anciennes et récentes dans le domaine du transfert de chaleur par ébullition nucléée partielle, on a pu identifier six corrélations, parmi lesquelles la plus connue et surtout la plus utilisée celle de Mikic & Rohsenow. Ces différentes corrélations sont toutes basées sur une compréhension physique du phénomène.

Les six corrélations pour la prédiction de la courbe d'ébullition sélectionnées ont été développées par: Tien ^[49], Hara ^[58], Mikic & Rohsenow ^[57], Kurihara & Meyers ^[59], Kocamustafaogullari & Ishii ^[60] et enfin Sakashita & Kumada ^[61].

Ces six corrélations ont été comparées en utilisant une base des données expérimentales fournies par le Professeur Sakashita de l'université de Hokkaido (Japon). Les données expérimentales couvrent une large gamme de conditions d'ébullition, y compris plusieurs combinaisons entre les différents fluides et la surface de cuivre qui possède une haute conductivité thermique.

Le but de cette analyse est de déterminer l'exactitude de la prédiction de chacune des corrélations, et en même temps de connaître le phénomène physique le plus dominant dans le transfert de chaleur par ébullition nucléée.

III.3.1 Les corrélations sélectionnées

La méthode de prédiction des courbes d'ébullition proposée par les différents chercheurs est présentée sous la forme générale de corrélation :

$$f(q, \Delta T_{sat}, n, B_H) = 0 \quad (III-1)$$

Cette relation relie le flux de chaleur q , la densité des sites de nucléation n , la surchauffe ΔT_{sat} , les propriétés physiques du fluide ainsi que les caractéristiques de la surface (à travers le coefficient B_H). De cette manière, une corrélation pour la prédiction des courbes d'ébullition est possible. Cependant, cette corrélation n'est pas vérifiée pour toutes les différentes conditions expérimentales.

Une corrélation telle que présentée par l'équation (III-1), connu sous le nom de '*corrélation de transfert de chaleur par ébullition*', est toutefois importante dans l'étude de l'ébullition nucléée ^[30].

III.3.1.1 La corrélation de Tien

Tien ^[49] propose un modèle d'écoulement hydrodynamique qui étudie l'ébullition nucléée saturée sur une plaque plate. Il obtient une relation entre le coefficient d'échange thermique et l'épaisseur de la couche limite thermique induite par le détachement des bulles;

à faible flux thermique cette relation est en accord avec les données expérimentales. Elle est sous la forme :

$$q = B_H \Delta T_{sat} n^{1/2} \quad (\text{III-2})$$

$$B_H = C \text{Pr}_l^{0.33} \lambda_l \quad (\text{III-3})$$

Où C est une constante égale à 61,3. Les données concernant l'ébullition de la plupart des liquides vérifient bien cette relation.

III.3.1.2 La corrélation de Hara

La corrélation de Hara ^[58] est tirée en supposant, que la bulle qui prend naissance sur la surface chauffante augmente, quitte la paroi et s'élève. Le mouvement induit dans la couche limite thermique au cours de ce processus est calculé. Le flux de chaleur transporté à partir de mouvement de liquide proche des sites de nucléation est alors obtenu. Celui-ci est supposé égal à la chaleur transmise par conduction de la surface chauffée au liquide et à la chaleur latente enlevée par la bulle par unité de temps, on obtient alors l'équation :

$$q = B_H \Delta T_{sat}^{3/2} n^{3/8} \quad (\text{III-4})$$

$$B_H = (C_1 C_2)^{3/4} (4\pi C_2 / 3)^{-1/2} (\rho_l C_{pl} \lambda_l)^{3/4} / (\rho_v H_{fg})^{1/2} \quad (\text{III-5})$$

Avec $C_1 = 5.5$, $C_2 = 0.056 \text{ m/s}$

Cette formule à une forme voisine de celle de la formule expérimentale obtenue à partir des mesures de Nishikawa : $q = \left(\frac{1}{0.448} \right)^{3/2} \Delta T_{exp}^{3/2} n^{1/4}$. Les résultats obtenus à partir de ces deux formules sont les mêmes.

III.3.1.3 La corrélation de Mikic & Rohsenow

Plusieurs études ont mené au développement des modèles et des corrélations concernant le phénomène d'ébullition nucléée sur des surfaces ordinaires. La sélection appropriée des variables expérimentales qui est pour la plupart des cas affecterait le coefficient de transfert de chaleur, est nécessaire.

Parmi les méthodes les plus utilisées concernant le transfert de chaleur par ébullition est la méthode proposée par Mikic & Rohsenow^[62].

Cette méthode a une forme semblable aux corrélations de la convection forcée. Ces corrélations adimensionnelles expriment le nombre de Nusselt comme une fonction des nombres de Reynolds et de Prandtl.

Afin de pouvoir définir ces nombres, la vitesse superficielle du liquide sur la surface est choisie comme vitesse caractéristique et le diamètre de détachement de la bulle comme longueur caractéristique^[36].

Le phénomène physique est supposé être un transfert de chaleur par conduction directement de la plaque vers le liquide. L'augmentation de taux de transfert de chaleur est due à l'agitation du liquide après départ des bulles de vapeur et l'équation possède la forme suivante^[62]:

$$Nu_b = C_1 \cdot Re_b \cdot Pr \quad (III-6)$$

Où C_1 est une constante, toutes les propriétés thermophysiques du fluide sont évaluées à la température de saturation correspondant à la pression de saturation dans le système.

Équation (III-6) peut être écrite en utilisant l'expression suivante:

$$\frac{Re_b \cdot Pr}{Nu_b} = \frac{c_p \cdot \Delta T}{h_{fv}} \quad (III-7)$$

La forme finale est:

$$\frac{c_p \cdot \Delta T}{h_{fv}} = C_{sf} \left[\frac{q}{\mu \cdot h_{fv}} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \right]^{0.33} \left(\frac{c_p \cdot \mu}{\lambda} \right)^n \quad (III-8)$$

Où le coefficient de Rohsenow C_{sf} est un paramètre qui dépend de la nature de combinaison surface chauffante-fluide (les valeurs de C_{sf} , et la puissance n sont présentés dans l'annexe).

La corrélation exige la connaissance de coefficient C_{sf} , qui est un terme empirique, il représente une fonction de l'angle de contact du fluide sur la surface. Les données montrent que le coefficient C_{sf} augmente avec la diminution de l'angle de contact.

Tableau III.1 donne les valeurs de la constante C_{sf} pour différents angles de contact ^[104].

L'angle de contact	Le coefficient C_{sf}
14	0.0209
27	0.0202
38	0.0194
69	0.0186
90	0.0172

Tableau III.1: les valeurs de la constante C_{sf} avec l'angle de contact

La forme concrète de la corrélation de Rohsenow qui présente le flux de chaleur en fonction de la densité de site de nucléation et de la surchauffe de la plaque est ^[30]:

$$q_b = q - (1 - n\pi D_b^2) q_{nc} \quad (\text{III-9})$$

$$q_b = B_H \Delta T_{sat} n \quad \text{Où} \quad (\text{III-10})$$

$$B_H = 2(\pi \rho_l C_{pl} \lambda_l)^{1/2} f^{1/2} D_b^2 \quad (\text{III-11})$$

$$D_b = C_2 (\sigma / g \Delta \rho)^{1/2} (\rho_l C_{pl} T_{sat} / \rho_v H_{fv})^{4/5} \quad (\text{III-12})$$

$$C_2 = 1.5 \times 10^{-4} \text{ (eau)}, 4.65 \times 10^{-4} \text{ (autre liquide)}$$

$$f \cdot D_b = 0.6 (\sigma g \Delta \rho / \rho_l^2)^{1/4} \quad (\text{III-13})$$

(Le coefficient de Rohsenow C_{sf} inclut dans la constante C_2)

Mikic & Rohsenow ont conclut d'après leurs travaux que ^[62]:

- Les valeurs des constantes dans leur corrélation d'ébullition ont été évaluées expérimentalement pour plusieurs combinaisons surface-fluides,
- L'effet du niveau de fluide sur le coefficient de transfert de chaleur pour l'ébullition des surfaces planes horizontale est signifiant dans la gamme de moins de 2.4mm,
- L'effet des propriétés thermophysiques d'une surface bouillante sur le coefficient de transfert de chaleur augmente avec la diminution de la pression de saturation.

III.3.1.4 La corrélation de Kurihara & Meyers

Les effets d'un liquide surchauffé et de la rugosité d'une surface sur les coefficients d'ébullition ont été étudiés par Kurihara & al ^[59]. Une série d'expériences a été effectuée concernant l'ébullition sur une plaque plate de l'eau, de l'acétone, du n-hexane et du tétrachlorure de carbone. En plus des dimensions thermiques habituelles, le nombre de centres actifs d'ébullition a été déterminé par des moyens visuels, ainsi qu'une mesure quantitative de rugosité de la surface. Kurihara & Meyers ^[59] ont trouvé que le nombre des centres actifs d'ébullition sur une plaque augmente avec la croissance de la rugosité de surface.

Ils utilisent une méthode quantitative concernant le flux de chaleur et la surchauffe de la surface. Une première équation concernant les coefficients d'ébullition et le nombre de centres actifs d'ébullition sur une surface a été dérivée. Une deuxième, basée sur la théorie des fluctuations thermiques propose une relation entre le nombre de centres actifs d'ébullition et la différence de température.

La corrélation de Kurihara & Meyers ^[59] a été présentée sous la forme :

$$q = B_H \Delta T_{sat} n^{1/3} \quad (\text{III-14})$$

$$B_H = 36 \lambda_l \text{Pr}_l^{0.33} (\rho_v / \mu_l)^{1/3} \quad (\text{III-15})$$

III.3.1.5 La corrélation de Kocamustafaogullari & Ishii

Parmi les paramètres les plus importants qui affectent le transfert de chaleur est la densité du nombre de bulles qui se détachent de la surface chauffante. Il devient apparent que la densité de sites actifs de nucléation sur une surface chauffante est un paramètre important pour la prédiction de la densité du nombre de bulles. Une relation concernant la densité de sites actifs de nucléation a été développée dans le cas de l'ébullition en vase et étendu à l'ébullition nucléée par convection forcée.

Les densités de sites actifs de nucléation prédites par cette relation sont en bon accord avec les données expérimentales disponible dans la littérature. La forme originale de la relation de Kocamustafaogullari & Ishii ^[60] est:

$$Nu_b = Const \cdot Re_b^a \text{Pr}_l^b (n \cdot D_{bk}^2)^c \quad (\text{III-16})$$

Où Nu_b est le nombre de Nusselt définie comme:

$$Nu_b = q / (\Delta T_{sat} \lambda_l n^{1/2}) \quad (III-17)$$

Re_b est le nombre de Reynolds définie comme:

$$Re_b = \bar{u}_l / (v_l n^{1/2}) \quad (III-18)$$

Et D_{bK} est le diamètre de la bulle à détachement utilisée par Kocamustafaogullari & Ishii tel que

$$D_{bK} = 0.0012 (\Delta \rho / \rho_v)^{0.9} D_{bF} \cdot m, \quad D_{bF} \text{ est le diamètre de détachement de Fritz donnée par}$$

$$D_{bF} = 0.0208 \theta \{ \sigma / g(\rho_l - \rho_v) \}^{1/2}, \quad m$$

Et la forme concrète pour la prédiction de la courbe d'ébullition nucléée est :

$$q = B_H \Delta T_{sat}^{3/2} n^{3/8} \quad (III-19)$$

$$B_H = 14 \lambda_l \left(\rho_l C_{pl} / \rho_v H_{fv} \right)^{1/2} Pr_l^{-0.39} \left\{ 0.012 (\Delta \rho / \rho_v)^{0.9} D_{bF} \right\}^{1/4} \quad (III-20)$$

III.3.1.6 La corrélation de Sakashita & Kumada

Dans l'ébullition nucléée, la densité du nombre de bulles primaires augmente avec le flux de chaleur, les bulles primaires couvrent la surface chauffante au-dessus 20-30% de CHF et s'unissent pour former des bulles unies qui sont beaucoup plus grandes que les bulles primaires. Les bulles unies forment une microcouche liquide attaché au fond, elles se créent puis se détachent ou s'effondrent avec une très haute fréquence dans la microcouche ^[30].

Quand les effets d'agitation sur le transfert de chaleur du liquide induit par mouvement de la bulle sont petits, le transfert de chaleur d'une surface chauffante est principalement contrôlé par la conduction à travers la couche qui est formée sous les bulles primaires. Si les bulles primaires couvrent complètement la surface chauffante, alors $nD_b^2 = 1$ peut être supposée.

En utilisant l'épaisseur moyenne spatiaux temporaire comme δ_{li} et la région moyenne de la couche de conduction formée sous les bulles primaires comme A_i , et en considérant la relation $nD_b^2 = 1$; le flux de chaleur à travers les couches de conduction peut être exprimées comme :

$$q = \sum_{i=1}^n A_i \lambda_l \Delta T_{sat} / \delta_{li} = \lambda_l \Delta T_{sat} / \delta_l \quad (\text{III-21})$$

δ_l est l'épaisseur de la couche moyenne de conduction sur la surface chauffante et est donné par

$$\delta_l = 1 / \left(\sum_{i=1}^n A_i / \delta_{li} \right) \quad (\text{III-22})$$

Le transfert de chaleur à partir de la surface chauffante augmente par l'agitation de liquide qui est causée par la nucléation répétée, l'augmentation, le détachement et l'effondrement de bulles primaires. Il y a quatre forces principales qui gouvernent le comportement des bulles primaires : $\rho_l u_l^2$, $gR_b(\rho_l - \rho_v)$, σ / R_b , $\mu_l u_l / R_b$

Ce sont l'inertie, la flottabilité, la tension de surface et la force de viscosité par unité de surface.

À plus grand flux de chaleur auquel il y a une microcouche sur la surface chauffante, la flottabilité n'est pas grande parce que les diamètres des bulles primaires sont assez petits et donc toute flottabilité qui agit sur les bulles peut être négligée ^[30].

L'effet d'agitation du liquide par l'augmentation de la bulle est lié par le rapport d'inertie aux forces de viscosité. Le nombre de Prandtl d'un liquide est aussi lié à l'effet d'agitation du liquide par l'augmentation de la bulle, et cet effet peut être exprimé comme une fonction de puissance du rapport de $\rho_l u_l^2$ à $\mu_l u_l / R_b$ et Pr_l comme:

$$(u_l R_b / \nu_l)^a Pr_l^b \quad (\text{III-23})$$

Le rayon d'une bulle croissante peut être exprimé par :

$$R = C \cdot N_{Ja} (\pi a_l t)^{1/2} \quad (\text{III-24})$$

Où C est une constante. En revanche, Labuntsov et al ont proposé une autre relation pour le rayon de la bulle à plus hautes pressions comme:

$$R = (2\beta N_{Ja} a_l t)^{1/2} \quad (\text{III-25})$$

Où β est une constante. L'équation (III-25) est en bon accord avec les données expérimentales de l'eau présentée par Labuntsov & al et cela pour pression de 0.1 à 10 MPa. Dans le modèle de Sakashita & Kumada, u_l de la relation (III-23) est supposé être égal au taux de croissance de la bulle (dR/dt) à détachement ou à l'effondrement ; en substituant les équations (III-24) et (III-25) dans l'équation (III-23) on trouve respectivement :

$$(u_l R_b / \nu_l)^a \text{Pr}_l^b = \text{Const.} N_{Ja}^{2a} \text{Pr}_l^{b-a} \quad (\text{III-26})$$

$$(u_l R_b / \nu_l)^a \text{Pr}_l^b = \text{Const.} N_{Ja}^a \text{Pr}_l^{b-a} \quad (\text{III-27})$$

Comme les deux équations (III-26) et (III-27) contenant N_{Ja} et Pr_l , et les puissances de N_{Ja} et Pr_l sont déterminés empiriquement, l'un ou l'autre peut être utilisé pour dériver la même forme de la corrélation de transfert de chaleur par ébullition nucléée. L'équation (III-27) est plus utilisée parce que l'équation (III-25) donne le taux de croissance de la bulle le plus exact à plus hautes pressions.

L'épaisseur moyenne des couches de conduction formée sous la bulle primaire est déterminée par la dimension et la forme des bulles primaire, il est supposé que δ_l dans équation (III-21) est donné par :

$$\delta_l = CR_b [(\sigma / R_b) / (\mu_l u_l / R_b)]^c \quad (\text{III-28})$$

Le transfert de chaleur total de la surface chauffante peut être exprimé en substitution l'équation (III-28) dans équation (III-21) et modifier l'équation résultante avec l'équation (III-27) on trouve:

$$q = C(\lambda_l \Delta T_{sat} / R_b) N_{Ja}^a \text{Pr}_l^{b-a} (\mu_l a_l N_{Ja} / \sigma R_b)^c \quad (\text{III-29})$$

La substitution de la relation $nD_b^2 = 1$ dans l'équation (III-29) donne :

$$q = C \lambda_l (\mu_l a_l / \sigma)^c \text{Pr}_l^{b-a} (\rho_l C_{pl} / \rho_v H_{fv})^{a+c} \Delta T^{1+a+c} n^{(1+c)/2} \quad (\text{III-30})$$

Les exposants a, b et c, et la constante C dans l'équation (III-30) devrait être déterminé empiriquement par l'utilisation des données expérimentales et cela pour les deux régions des bulles isolées et unies.

La corrélation pour transfert de chaleur par ébullition nucléée est obtenue comme:

$$q = B_H \Delta T_{sat}^{4/3} n^{3/8} \quad (\text{III-31})$$

$$B_H = 0.5 \lambda_l (\sigma / \mu_l a_l)^{1/4} \text{Pr}_l^{-1/12} (\rho_l C_{pl} / \rho_v H_{fv})^{1/3} \quad (\text{III-32})$$

Chapitre



Résultats et discussions

IV.1 Introduction

IV.2 Les étapes essentielles pour la prédiction des courbes d'ébullition

IV.3 Validité des différentes corrélations

IV.4 Discussion des résultats

IV.5 Programme en Fortran90

IV.6 Conclusion

IV.1 Introduction

En dépit de la quantité considérable de résultats disponibles dans la littérature, essentiellement de nature expérimentale, la prédiction du phénomène de transfert de chaleur par ébullition nucléée reste imprécise.

Les simulations numériques apparues au cours des dix dernières années sont limitées de par la complexité du problème. La modélisation de la croissance d'une bulle sur un site isolé, requiert en parallèle des investigations expérimentales appropriées. En plus, certains paramètres sont inaccessibles à la mesure.

Ce chapitre présente les différentes étapes pour prédire le modèle mathématique à partir des paramètres physiques des surfaces et fluides, ainsi que les mécanismes d'ébullition. Une étude de validité des différentes corrélations est effectuée afin de déterminer le phénomène physique dominant dans le transfert de chaleur par ébullition nucléée partielle (zone bulle isolée).

L'ébullition nucléée partielle et complètement développée a été aussi étudiée en utilisant un programme informatique (écrit en FORTRAN 90). Ceci est conçu pour déterminer la densité de site de nucléation, le rayon d'activation d'une cavité, l'angle de contact et le diamètre de détachement de la bulle.

IV.2 Les étapes essentielle pour la prédiction des courbes d'ébullition

Les corrélations de transfert de chaleur jouent un rôle très important pour la prédiction des courbes d'ébullition. Comme décrit dans les parties précédentes, le modèle de transfert de chaleur par ébullition nucléée est composé de plusieurs sous processus montrés dans la figure (IV-1) ci-dessous.

Cet organigramme présente la dépendance entre les sous processus de transfert de chaleur par ébullition nucléée et prédit à partir des données expérimentales les différents paramètres.

Dans la première partie de ce code, les paramètres comme les propriétés physiques du fluide, les caractéristiques et la géométrie des surfaces chauffantes ainsi que les données expérimentales (q , ΔT_{sat} , ΔT_{sub} , n , p), sont nécessaires afin de permettre l'étude de la dynamique des bulles de vapeur (l'augmentation, le détachement), cette dernière est dépend fortement des différentes forces appliquées sur une bulle, enfin on peut déterminer le diamètre de détachement des bulles ainsi que l'angle de contact.

Après études des différents mécanismes et leur contribution au transfert de chaleur (conduction, évaporation, convection naturelle et convection naturelle rehaussé), on déduit un modèle mathématique présentant la dépendance entre tous les paramètres.

Ce modèle sous forme de corrélation $f(q, \Delta T_{sat}, n, B_H) = 0$, est utilisé pour la prédiction des courbes d'ébullition. On peut déterminé la validité de cette corrélation en la comparant avec des données expérimentales fiables couvrant une vaste gamme de conditions d'ébullition telle que celle de Yamagata & al, Kurihara & Meyers, Gaertner, Cornwell & Brown, Singh & al, Nishikawa & Urakawa, Barthau, et cela à différentes valeurs de pression.

Cette analyse permettra de connaître le phénomène physique le plus dominant du transfert de chaleur par ébullition nucléée, qui est essentielle dans le choix des modèles.

Ainsi, on peut étudier l'influence de la densité de sites de nucléation sur le diamètre de détachement des bulles et l'activation des cavités.

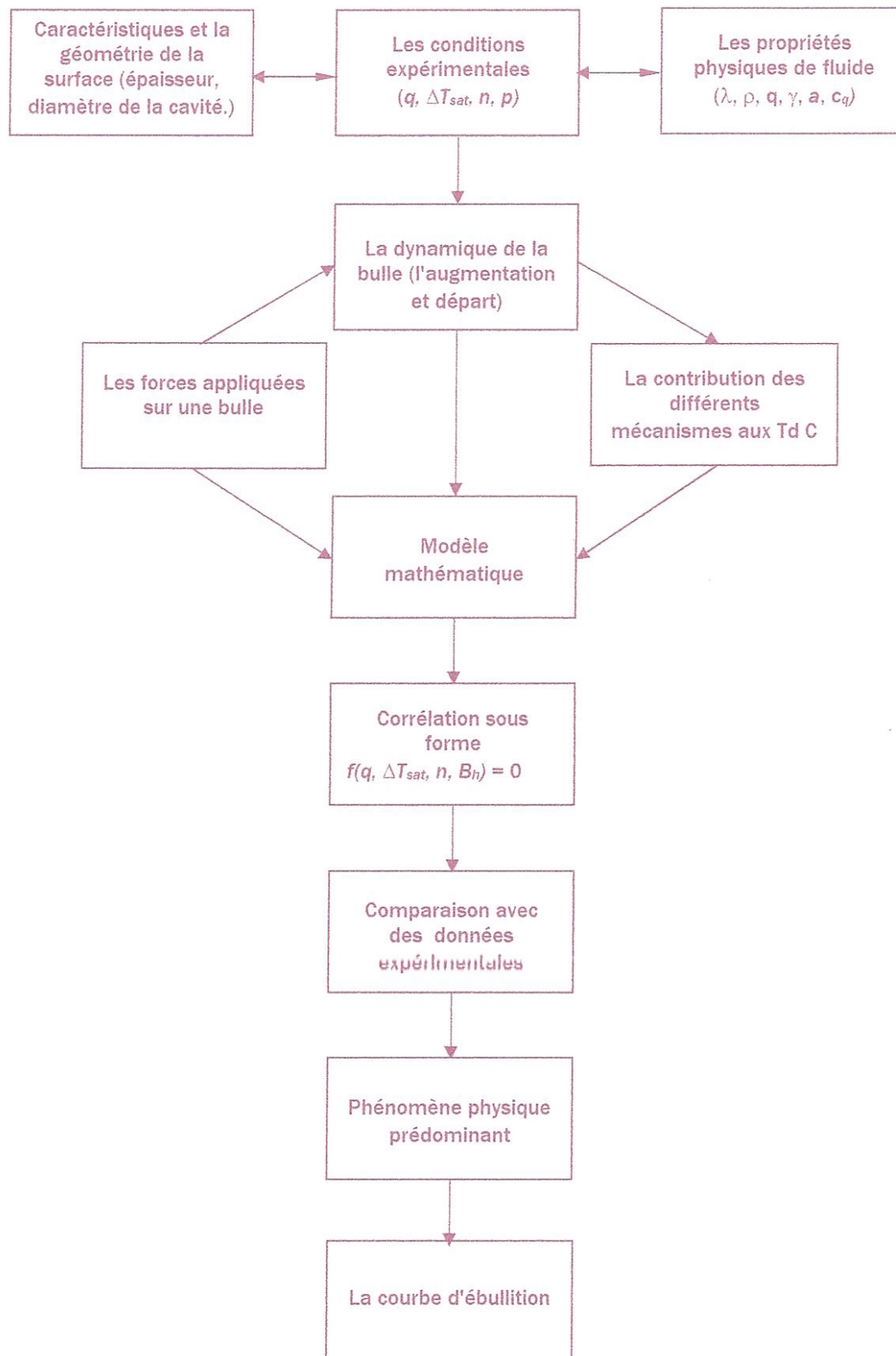


Figure (IV.1): Les étapes essentielles pour la prédiction des courbes d'ébullition

IV.3 Validité des différentes corrélations

L'étude de phénomène d'ébullition par la modélisation numérique est une voie qui semble prometteuse pour aboutir à une bonne compréhension des phénomènes physiques à petites échelles, cependant des difficultés numériques importantes doivent être surmontées pour effectuer le couplage entre la dynamique de la bulle et les phénomènes physique.

Chaque corrélation est basée sur un modèle mathématique dans lequel le transfert de chaleur est basé sur certains phénomènes physique présentant la meilleure contribution aux transferts de chaleur.

Dans cette partie sont présentés les graphes des six corrélations cités dans le chapitre précédant, ceci en utilisant les données expérimentales qui couvrent une large gamme de conditions d'ébullition, comprenant plusieurs combinaisons entre différents fluides et cela avec la surface de cuivre (Tableau IV-1).

En étudiant l'exactitude des corrélations en fonction de la densité de site de nucléation et ceci en posant la condition : $\frac{q}{B_H \Delta T_{sat}^m n^k} = 1$ qui doit être vérifiée.

(Les puissances m et k sont différentes pour chaque corrélation)

Auteur	Surface	Région d'ébullition	P (MPa)	Liquide	Symbole
Yamagata	Cuivre, L=100mm	Bulles isolées	0.101	Eau	+
Kurihara et Meyers	Cuivre, L=20mm	Bulles isolées	0.101	Eau	\triangle
				Acétone	\triangle
				CCL ₄	\triangle
				n-Hexane	\triangle
				CS ₂	\triangle
Gaertner	Cuivre, L=20mm	Bulles isolées	0.101	Eau	+
Cornwell et Brown	Cuivre, L=83mm	Bulles isolées	0.101	Eau	+
Singh et al	Cuivre, L=32mm	Bulles isolées	0.101	Eau	+
Nishikawa et Urakawa	Cuivre, L=100mm	Bulles isolées	0.101	Eau	\circ
			0.068		\circ
Barthau	Cuivre, L=8mm (cylindre horizontal)	Bulles isolées	0.15	R114	✱
			0.19		✱
			0.25		✱

Tableau IV.1 : les conditions expérimentales pour q , ΔT_{sat} et n

IV.3.1 La corrélation de Tien

D'après le modèle de Tien, le phénomène physique le plus important qui augmente le taux de transfert de chaleur est la convection naturelle à travers la couche limite thermique. Sa corrélation est présentée comme :

$$q = B_H \Delta T_{sat} n^{1/2}$$

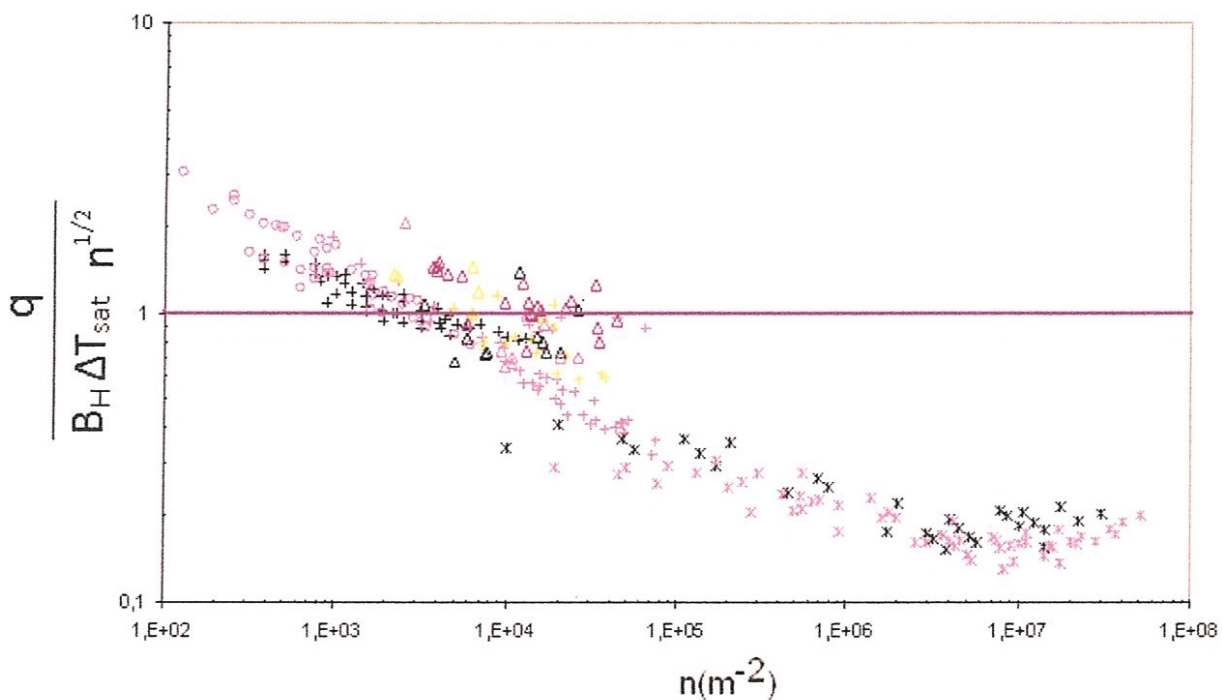


Figure IV.2 : la corrélation de Tien

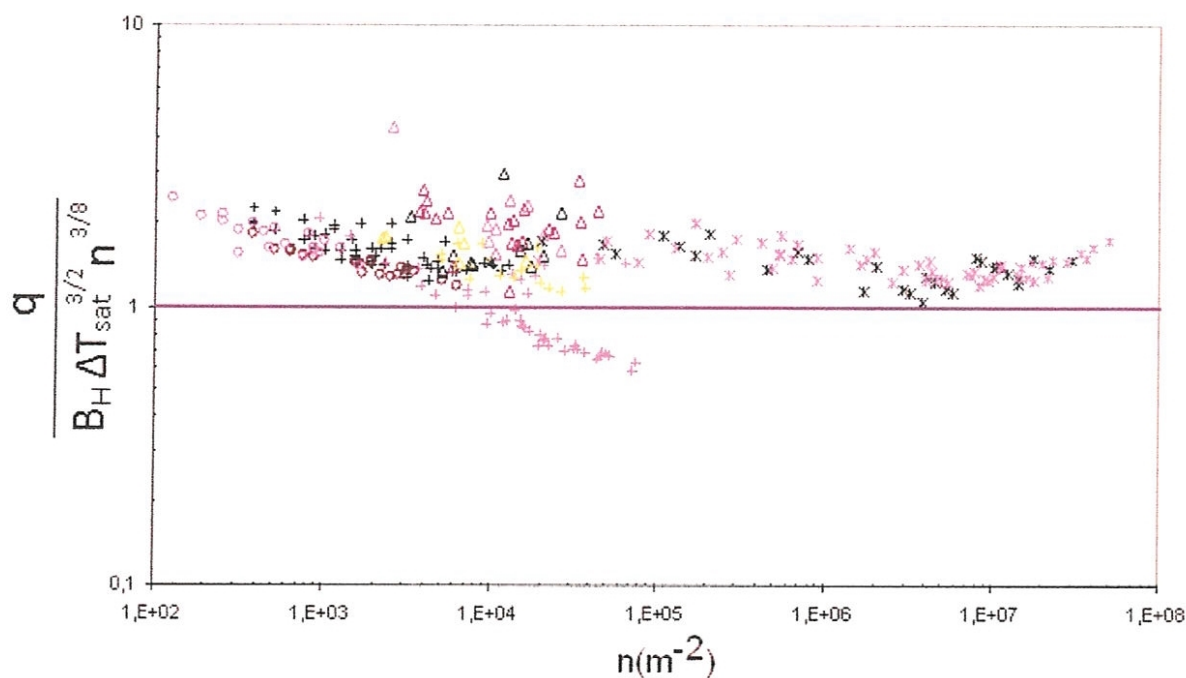
D'après ce graphe, on constate que, la corrélation de Tien est très loin des données expérimentales ; à l'exception d'une gamme de donnée très limitée qui présente un accord avec sa corrélation. Soit une erreur maximale de prédiction d'environ 75 % par rapport aux données de Barthau à différentes valeurs de pression (toutes les valeurs sont au dessous de la

ligne de l'unité), et une différence inférieure à 30 % pour les données de Nishikawa & Urakawa (toutes les valeurs sont situées au dessus de la ligne de l'unité). Cependant, les données de Kurihara & Meyers sont proches des valeurs exactes d'environ 15%.

IV.3.2 La corrélation de Hara

Hara suppose que le flux de chaleur est égal à celui transmis par conduction et par évaporation à travers la surface chauffante. Sa corrélation est sous la forme :

$$q = B_H \Delta T_{sat}^{3/2} n^{3/8}$$



FigureIV.3 : la corrélation de Hara

Cette corrélation présente des données qui sont plus ou moins proches de l'unité (valeurs exactes), la majorité des ces données sont situés au dessus de ligne de l'unité avec

une différence maximale inférieure à 20%, à l'exception de ceux rapportés par Cornwell & Brown qui divergent d'environ 15% au dessous de la ligne de l'unité.

IV.3.3 La corrélation de Mikic & Rohsenow

Le processus de croissance puis le détachement des bulles induit un brassage du liquide au voisinage de la surface chauffante ce qui accroît localement l'échange convectif. Ce mécanisme, qualifié de microconvectif, a servi d'idée de base pour la corrélation de Rohsenow, qui est sous la forme:

$$q_b = B_H \Delta T_{sat} n$$

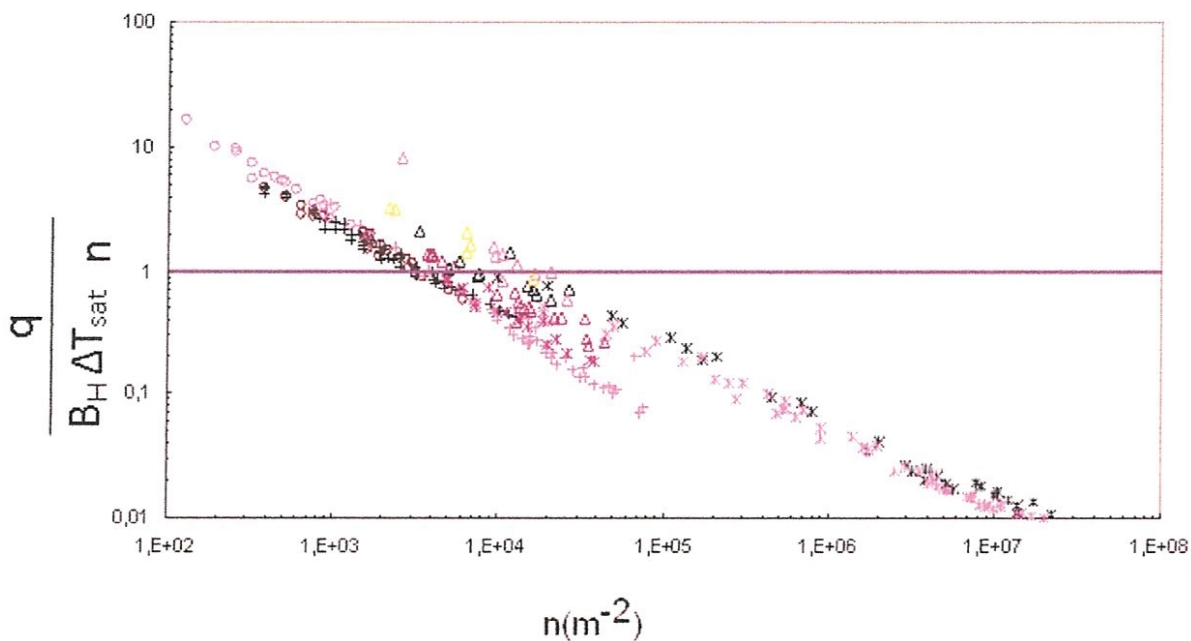


Figure IV.4 : la corrélation de Mikic & Rohsenow

L'une des difficultés majeure dans l'ébullition nucléée, concerne le calcul du paramètre qui dépend en particulier des caractéristiques de la surface d'échange (rugosité,

etc.). On constate néanmoins que ces derniers sont principalement fonction des propriétés physiques du fluide, ce qui a permis de développer la corrélation de Mikic & Rohsenow.

Malgré que cette corrélation soit la plus utilisée dans le domaine de transfert de chaleur par ébullition, son graphe présente une grande différence avec les données expérimentales. On constate que la divergence croît avec l'augmentation et la diminution de la densité n , à l'exception de la gamme de densité de sites de nucléation de $1500-15000 \text{ m}^{-2}$, où les données concordent avec la corrélation.

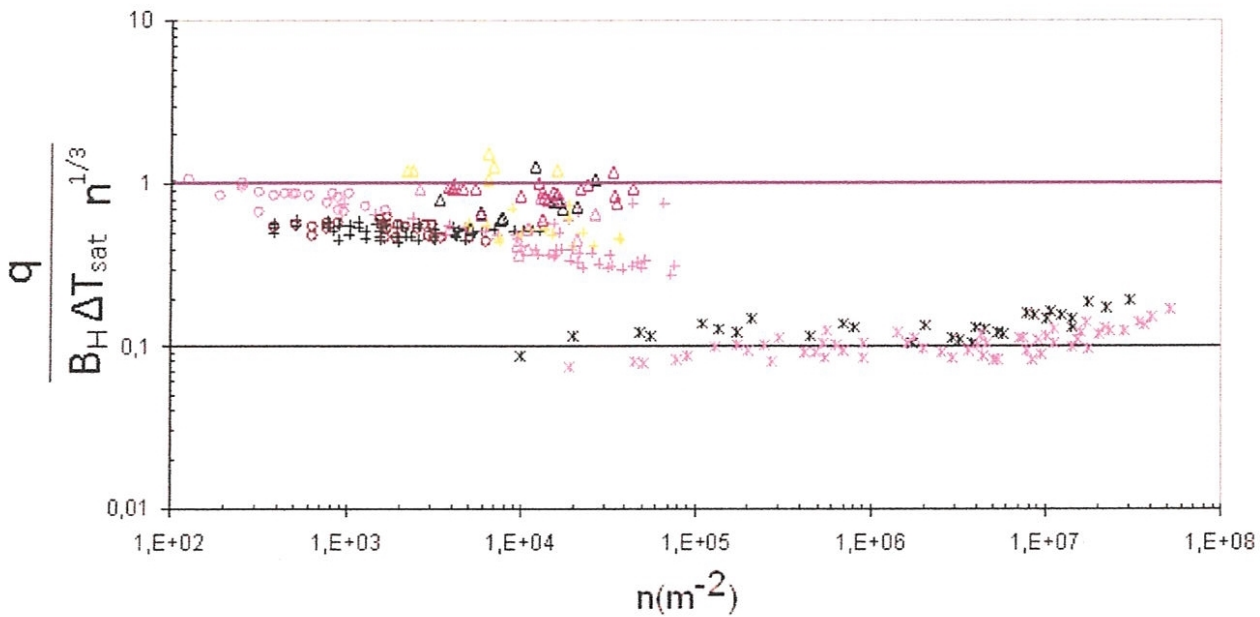
La corrélation de Mikic & Rohsenow nécessite la détermination de C_{sf} . La détermination de ce coefficient est nécessaire et ceci pour chaque combinaison surface-fluide.

C'est pour cela que la corrélation de Mikic & Rohsenow ne peut pas généralisée, elle nécessite aussi et à chaque fois d'utiliser leur tableau qui donne un nombre très limité des combinaisons surface- fluide (tableau7 dans l'annexe).

IV.3.4 La corrélation de Kurihara & Meyers

Kurihara & Meyers identifient chaque bulle de vapeur comme une pompe microscopique qui lors de sa croissance projette dans l'écoulement tout le liquide chaud qui l'environne. Lorsque cette bulle quitte la paroi, un volume équivalent de liquide froid est drainé à sa place. Kurihara & Meyers proposent que la plupart d'échange s'effectue par convection naturelle. Leur corrélation est sous la forme:

$$q = B_H \Delta T_{sat} n^{1/3}$$



FigureIV.5 : la corrélation de Kurihara & Meyers

La corrélation de Kurihara & Meyers présente seulement un accord avec leurs données et avec celle de Nishikawa & Urakawa (pour l'eau à $p=0.068\text{MPa}$) d'environ 10% d'erreur. Toutefois les données de Cornwell & Brown, de Yamagata et de Singh & al s'éloignent d'environ 40% de la corrélation. En contraste, les données de Barthau utilisant le fluide R115 à différentes pressions diffère de la corrélation d'environ 100%.

IV.3.5 La corrélation de Kocamustafaogullari & Ishii

Kocamustafaogullari & Ishii montrent que le transfert de chaleur par convection naturelle se produit dans le liquide dans les régions non influencées par les sites de nucléation. Sur celles qui sont influencées, la chaleur est transférée par évaporation et par conduction. Cette dernière présente le meilleur mode de transfert d'énergie. Leur corrélation est sous la forme :

$$q = B_H \Delta T_{sat}^{3/2} n^{3/8}$$

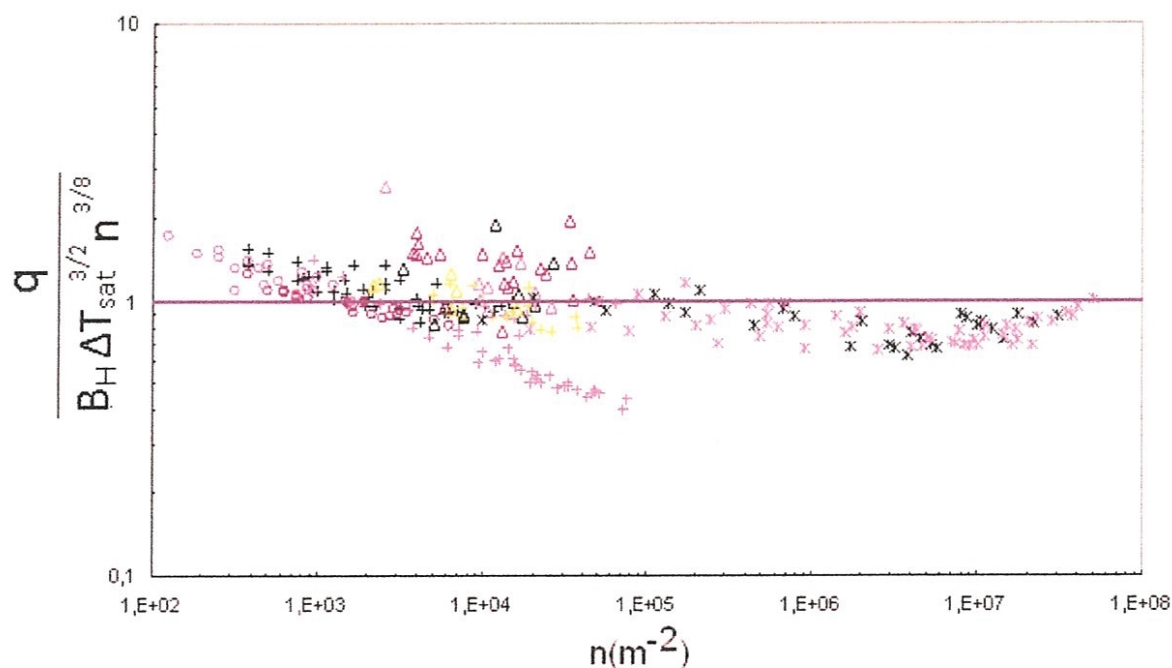


Figure IV.6 : la corrélation de Kocamustafaogullari & Ishii

D'après ce graphe on constate que, la corrélation de Kocamustafaogullari & Ishii est très proche de la plupart des mesures expérimentales.

Les données de Nishikawa & Urakawa à faible densité (150m^{-2}), de Kurihara & Meyers pour l'eau et de Barthau de densité (10^7m^{-2}) divergent de la corrélation d'environ 15%, et pour Cornwell & Brown, les données s'éloignent de la corrélation d'environ 30%.

IV.3.6 La corrélation de Sakashita & Kumada

La corrélation de Sakashita & Kumada, est basée sur un modèle dans lequel le transfert de chaleur se produit par conduction et cela sous les bulles. Ce mode de transfert est considéré comme le plus important. Leur corrélation est sous la forme :

$$q = B_H \Delta T_{sat}^{4/3} n^{3/8}$$

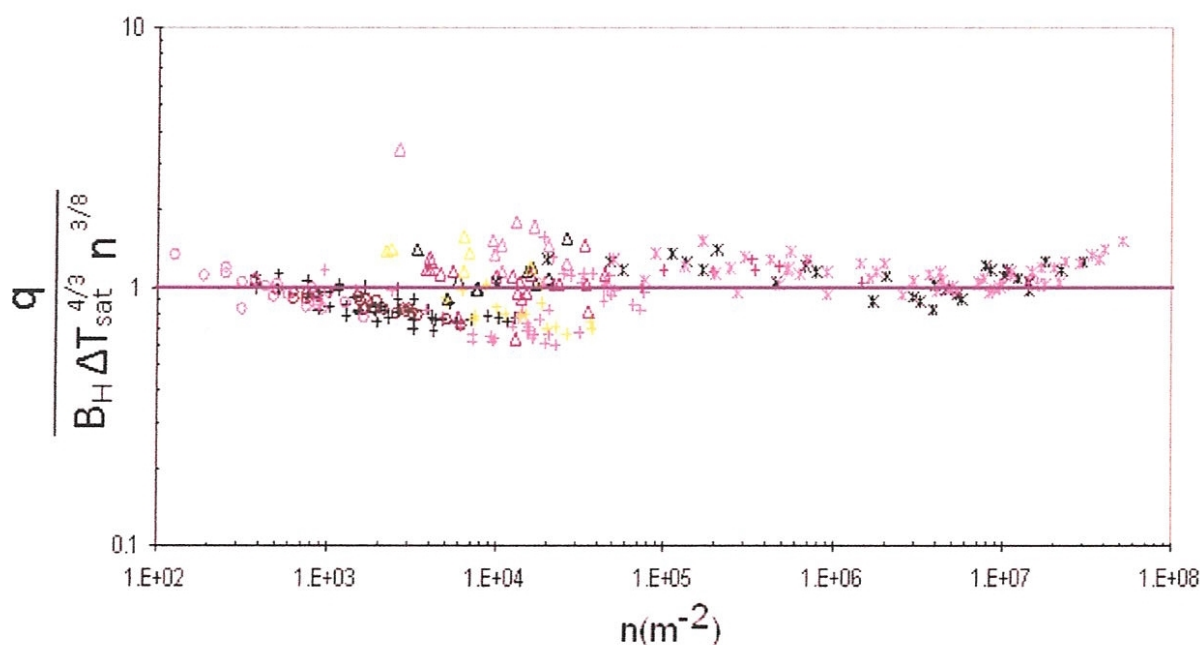


Figure IV.7 : la corrélation de Sakashita & Kumada

La corrélation de Sakashita & Kumada présente un accord parfait avec toute la gamme des données expérimentales. Les résultats issus de cette corrélation sont relativement proches des résultats expérimentaux, l'erreur de la prédiction est d'environ 10%.

IV.4 Discussion des résultats

Cette étude se situe dans le contexte général de l'obtention d'une corrélation semi-empirique à la zone des bulles isolées validée par des données expérimentales. Cette corrélation concerne les mécanismes élémentaires de l'ébullition nucléée (croissance, détachement, coalescence..). Ces résultats sont indispensables pour comprendre le régime d'ébullition nucléée partielle et pour la validation de nombreuses modélisations et simulations numériques concernant cette zone.

D'après cette étude, on constate que:

- ✚ Les corrélations proposées par Tien, Mikic & Rohsenow, Kurihara & Meyers sont considérées comme loin des données expérimentales. Seulement quelques valeurs sont proches de leurs corrélations.
- ✚ Dans ces trois précédentes corrélations, le phénomène physique qui contribue le plus au transfert de chaleur est la convection naturelle se produisant à la surface libre.
- ✚ Malgré que la corrélation de Mikic & Rohsenow est la plus utilisée, elle présente un inconvénient principal qui est sa restriction de sa gamme d'application. Elle est utilisée seulement pour la combinaison fluide-surface de coefficient C_{sf} connu.
Pour la combinaison liquide-surface où C_{sf} existe, l'erreur de prédiction du flux de chaleur de la corrélation de Rohsenow est dans la limite de 20%. Cependant si C_{sf} n'est pas disponible mais prédit, l'erreur peut dépasser 100%.
- ✚ La prédiction des équations de corrélation présentant la dépendance de flux de chaleur avec la surchauffe de la plaque, exige la connaissance de plusieurs constantes empiriques.
- ✚ Les corrélations de transfert de chaleur par ébullition qui sont proposé par Hara, Kocamustafaogullari & Ishii, Sakashita & Kumada sont plus ou moins en accord avec les résultats expérimentaux.
- ✚ La corrélation de Kocamustafaogullari & Ishii reste compliquée puisque elle inclut une quantité non dimensionnelle avec une signification physique incertaine.
- ✚ La corrélation de Sakashita & Kumada qui présente une parfaite concordance avec toute la gamme de données, elle représente donc une corrélation fiable qui peut être une base pour des futurs recherches dans ce domaine.

- ✚ Les corrélations de Hara, Kocamustafaogullari & Ishii, Sakashita & Kumada sont basées sur le même phénomène physique le plus dominant dans le transfert de chaleur par ébullition nucléée partielle, qui est la conduction transitoire de la chaleur ayant lieu sous les bulles à partir de la surface de chauffe. Puisque ces corrélations présentent un bon accord avec les données expérimentales, ceci nous conduit à considérer que la conduction est certainement le phénomène le plus dominant. La faible différence entre ces corrélations et les résultats expérimentaux est due sûrement à la difficulté de modéliser de manière plus précise la contribution des différents mécanismes de transfert de chaleur, ou bien des erreurs de mesure.
- ✚ On remarquera aussi, que dans ces trois corrélations il y a utilisation du paramètre $n^{3/8}$. Donc ce paramètre indique l'influence de la densité de site de nucléation sur le processus de transfert de chaleur par ébullition.
- ✚ La validité des corrélations reste limitée lorsque les conditions d'expérimentation sont différentes de celles pour lesquelles les corrélations ont été développées.

IV.5 Programme de calcul

A l'aide du programme écrit en FORTRAN 90, la densité de site de nucléation (n) pour différentes données de flux de chaleur et de la surchauffe est calculée à partir de la corrélation de Sakashita & Kumada. Les valeurs calculées sont ensuite comparées avec des données expérimentales concernant la zone des bulles isolées.

Par la suite les rayons minimaux pour l'activation des cavités sont déterminés. A partir desquelles l'étude de la relation entre la densité de site de nucléation et l'activation des cavités. L'angle de contact entre la surface et le fluide est ensuite déterminé et utilisé comme une mesure de mouillage, enfin on peut étudier l'influence de la densité de site de nucléation sur le diamètre de détachement de la bulle de vapeur.

Les données présentées par Iida & Kobayazi, concernant la zone de bulles unies (l'ébullition nucléée complètement développée), sont utilisées pour la validation de la corrélation de Sakashita & Kumada dans cette zone.

Énoncé	Programme	signification
B_h	Bh	propriétés physiques des fluides
λ	Lambda	la conductivité thermique
ρ_l	roul	la densité de liquide
ρ_v	rouv	la densité de vapeur
σ	Sigma	la tension superficielle
A	a	la diffusivité thermique
P_r	Pr	Prandtl
μ	Vis	viscosité
C_p	Cp	la chaleur spécifique
h_{fv}	h	la chaleur latente de vaporisation
Q	q	le flux de chaleur
ΔT_{sat}	dt	la surchauffe
T_s	Ts	la température de saturation
r^*	r	le rayon d'une cavité active
N	n	La densité de site de nucléation
θ	teta	L'angle de contact
D_b	d	Diamètre de détachement

Tableau IV. 2 : Liste des variables principales

-
- * calcul des densités de site de nucléation par la corrélation de Sakashita & Kumada
 - * d'après les données de Nishikawa dans la zone bulle isolée et celles de Iida & Kobayazi dans la zone bulle unie et calcul du rayon minimum nécessaire à l'activation
 - * des cavités ainsi que le diamètre de détachement et l'angle de contact
-

```

module mod_decl
    implicit none
    integer::m
    integer::k
    real,dimension(:),allocatable::q,dt
    real::Bh,lambda,roul,rouv,sigma,a,Pr,vis,Cp,h,g,C,s,Bhj

```

END

```

subroutine const
    use mod_decl
    Bh=105.5407
    lambda=0.6646
    roul=973.59
    rouv=0.26
    sigma=0.06325
    a=1.628E-07
    Pr=2.331
    vis=3.794E-07
    Cp=4.194E+03
    h=2.317E+06
    g=10
    c=8.549879E-06
    s=4.807692
    Bhj=87.38417
    ! Bh et Bhj sont déterminé d'après l'expression (III.31)

```

END

```

program nucleate_boiling
    use mod_dool

```

```

implicit none
real,dimension(:),allocatable::n,Ts,r,teta,d
integer::i
integer::j
character(15)::ifile1,ifile2,ofile
write(*,*)"donner le nom de fichier d'entrée"
read(*,*)ifile1
open(1,file=ifile1,status='old')
write(*,*)"donner le nom de fichier d'entrée"
read(*,*)ifile2
open(3,file=ifile2,status='old')
write(*,*)"donner le nom de fichier de sortie"
read(*,*)ofile
open(2,file=ofile,status='unknown')

read(1,*)m
allocate(q(1:m),dt(1:m),n(1:m))
allocate(Ts(1:m),r(1:m),teta(1:m),d(1:m))

do i=1,m
    read(1,*)q(i),dt(i)
end do
call const
do i=1,m
    n(i)=(q(i)/(Bh*dt(i)**(4./3.))**(8./3.))
    write(2,100)q(i)/dt(i)**(4./3.),n(i)
end do
write(2,*)"    "
do i=1,m
    Ts(i)=(C*h*rouv*dt(i))/(sigma*(n(i)**(1./3.)))
    r(i)=(2.*sigma*Ts(i))/(rouv*h*dt(i))
    write(2,100)n(i),r(i)
end do

```



```

write(2,*)"      "
  do i=1,m
    d(i)=sqrt(Bh*dt(i)**(4./3.)/q(i))**(8./3.)
    teta(i)=(d(i)*s)/sqrt(sigma/(g*(roul-rouv)))
    write(2,100)d(i),teta(i)
  end do
  deallocate(q,dt,n,Ts,r,teta,d)
  read(3,*)k
  allocate(q(1:k),dt(1:k),n(1:k))
  do j=1,k
    read(3,*)q(j),dt(j)
  end do

  do j=1,k
    n(j)=(q(j)/(Bhj*dt(j)**(4./3.)))**(8./3.)
    write(2,100)q(j)/dt(j)**(4./3.),n(j)
  end do
close(1)
  close(2)
    close(3)
100 format(F16.12,3X,F16.12)
stop " Program terminated "
END

```

IV.5.1 Résultats et discussion

- ✚ A partir de les données de Nishikawa pour la combinaison cuivre-eau à pression égale à 0.0414MPa dans la zone des bulles isolées (l'ébullition nucléée partielle)

L'expérience	La densité n (m ⁻²)	Le rayon d'une cavité (m)	Le diamètre de détachement (m)	L'angle de contact (degré)
01	283.6391906738	0.26022935E-05	0.5937681 E-04	111.98331451416
02	251.4298553466	0.27089818E-05	0.6306546 E-04	118.94002532959
03	192.6448516845	0.29604605E-05	0.7204789 E-04	135.88069152832
04	206.3360443115	0.28934767E-05	0.6961653 E-04	131.29521179199
05	178.0299072265	0.30393496E-05	0.7494687 E-04	141.34809875488
06	240.6756896972	0.27487440E-05	0.6445904 E-04	121.56829071044
07	399.3482360839	0.23218161E-05	0.5004078 E-04	94.375778198242
08	203.7116851806	0.29058488E-05	0.7006353 E-04	132.13822937011
09	152.0643157958	0.32033361E-05	0.8109355 E-04	152.94059753418
10	244.4673614501	0.27344586E-05	0.6395721 E-04	120.62184906005
11	159.3969573974	0.31534428E-05	0.7920634 E-04	149.38137817382
12	304.7988891601	0.25406248E-05	0.5727872 E-04	108.02636718750
13	322.7897033691	0.24925189E-05	0.5565961 E-04	104.97276306152
14	352.4106140136	0.24206315E-05	0.5326911 E-04	100.46434783935
15	512.5571289062	0.21364740E-05	0.4417014 E-04	83.303894042969
16	146.6996765136	0.32419168E-05	0.8256298 E-04	155.71191406250
17	192.7162780761	0.29600940E-05	0.7203454 E-04	135.85551452636
18	258.9768371582	0.26824068E-05	0.6213975 E-04	117.19416809082
19	292.1529541015	0.25767654E-05	0.5850525 E-04	110.33957672119
20	455.1684570312	0.22227348E-05	0.4687204 E-04	88.399620056152
21	539.8909301757	0.20997923E-05	0.4303749 E-04	81.167739868164
22	250.3610229492	0.27128310E-05	0.6319993 E-04	119.19363403320
23	221.3128814697	0.28266761E-05	0.6721970 E-04	126.77484893798
24	240.1630096435	0.27506981E-05	0.6452780 E-04	121.69798278808
25	278.3969116210	0.26185257E-05	0.5993324 E-04	113.03273773193
26	310.5851745605	0.25247482E-05	0.5674265 E-04	107.01535034179
27	290.7340698242	0.25809504E-05	0.5864784 E-04	110.60848999023
28	278.3969116210	0.26185257E-05	0.5993524 E-04	113.03273773193

Tableau IV. 3 : Liste des variables calculées d'après les données de Nishikawa & al

Les courbes enregistrées à partir de ces résultats obtenus sont illustrées dans les figures ci-dessous.

La figure (IV-8) représente une comparaison entre les données expérimentales de la densité des sites de nucléation de Nishikawa et les valeurs calculées d'après la corrélation de Sakashita & Kumada.

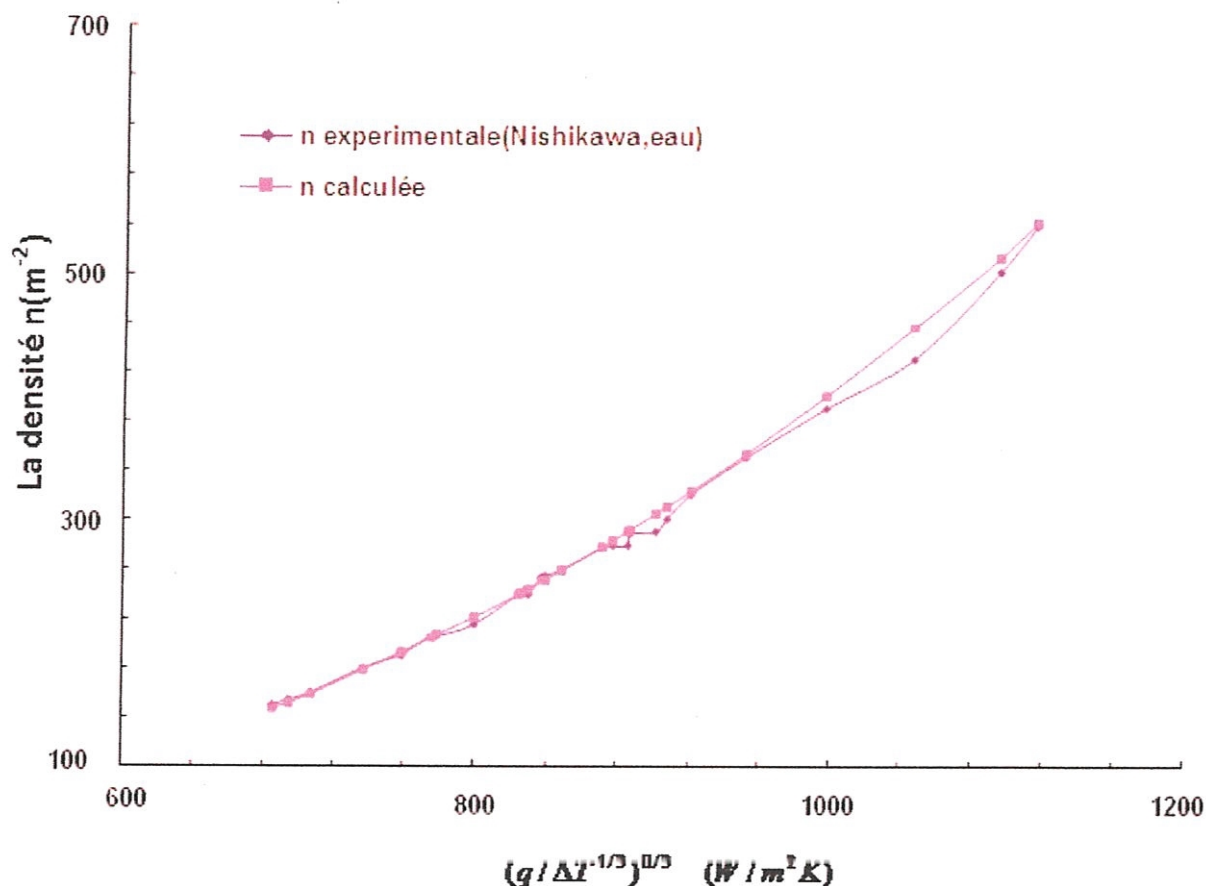
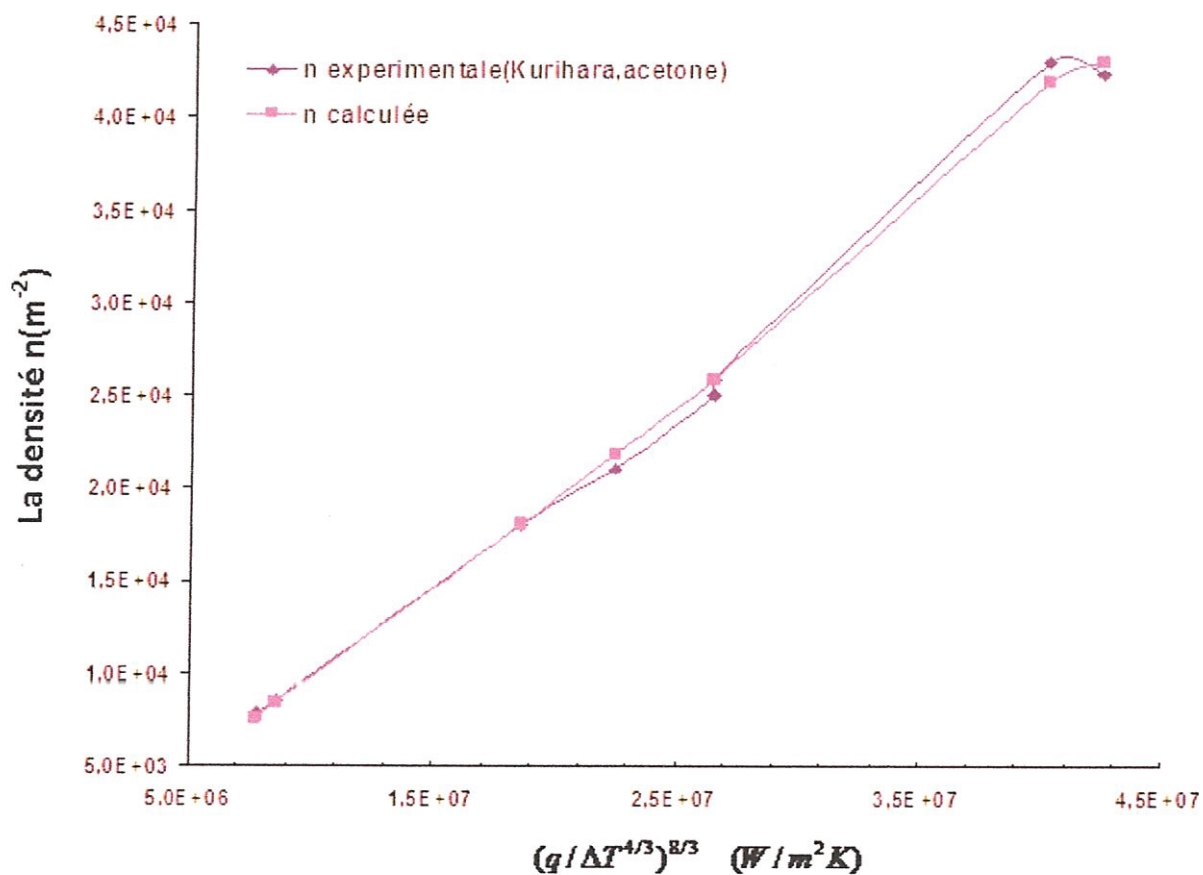


Figure IV.8 : Comparaison entre les valeurs de la densité n expérimentales (Nishikawa, eau) et les valeurs calculées dans la zone bulles isolées

- D'après ce graphe les valeurs calculées de la densité de site de nucléation d'après la corrélation de Sakashita & Kumada par le programme sont confrontées avec les données expérimentales de Nishikawa. On remarque la coïncidence parfaite des valeurs calculées avec celles de Nishikawa.

- ✚ Les figures (IV.9), (IV.10) représentent une comparaison entre les données expérimentales de la densité des sites de nucléation de Kurihara pour l'acétone & CS₂ respectivement à pression 0.101MPa et les valeurs calculées d'après la corrélation de Sakashita & Kumada (en utilisant le même programme de calcul pour la détermination de la densité de site de nucléation à travers les données de Kurihara. Les valeurs calculées de la densité n sont présentées dans l'annexe).



FigureIV.9 : Comparaison entre les valeurs expérimentales (Kurihara, acétone) et calculées de la densité n dans la zone bulles isolées

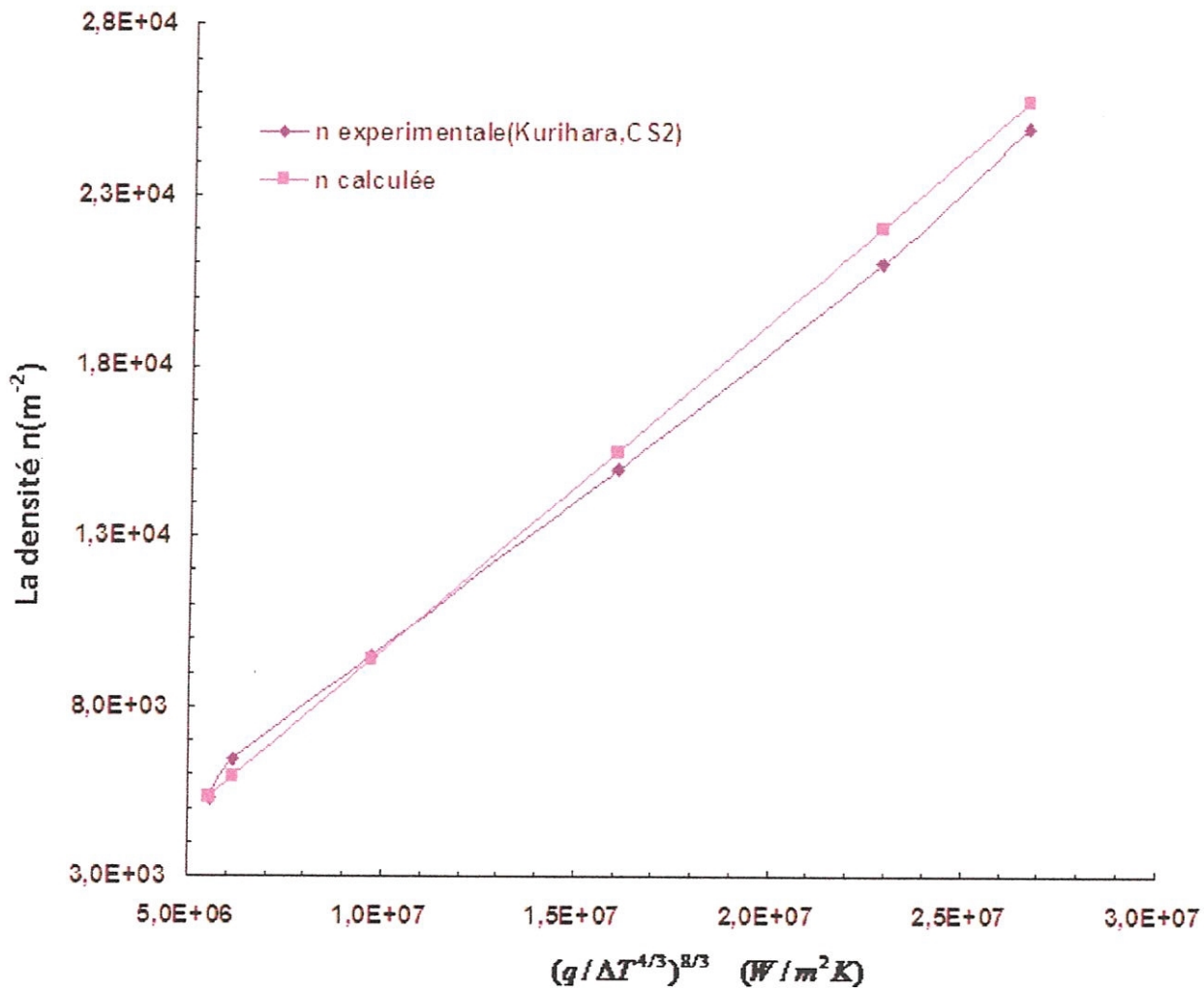


Figure IV.10 : *Comparaison entre les valeurs expérimentales (Kurihara, CS2) et calculées de la densité n dans la zone bulles isolées*

D'après ces deux graphes on constate que les résultats issus de cette corrélation sont relativement proches des données expérimentales présentées par Kurihara pour les deux combinaisons (acétone, cuivre) et (CS2, cuivre).

La densité de site de nucléation pour ces deux fluides (acétone, CS2) est plus haute que la densité de site pour l'eau dans la même région des bulles isolées.

Quelques valeurs de la densité (n) calculées sont loin de les données expérimentales. Ceci revient peut être aux erreurs des mesures lors de l'expérience ou bien due à l'influence d'autres paramètres non considérés, comme les interactions surface- fluide.

- D'après ces résultats la corrélation de Sakashita & Kumada est la plus commode aux transferts de chaleur par ébullition nucléée partielle.
- ❖ La figure ci-dessous représente la dépendance entre la densité des sites de nucléation et le rayon minimum nécessaire à l'activation d'une cavité (d'après les données de Nishikawa & al. comme présentées dans le tableau IV.3)

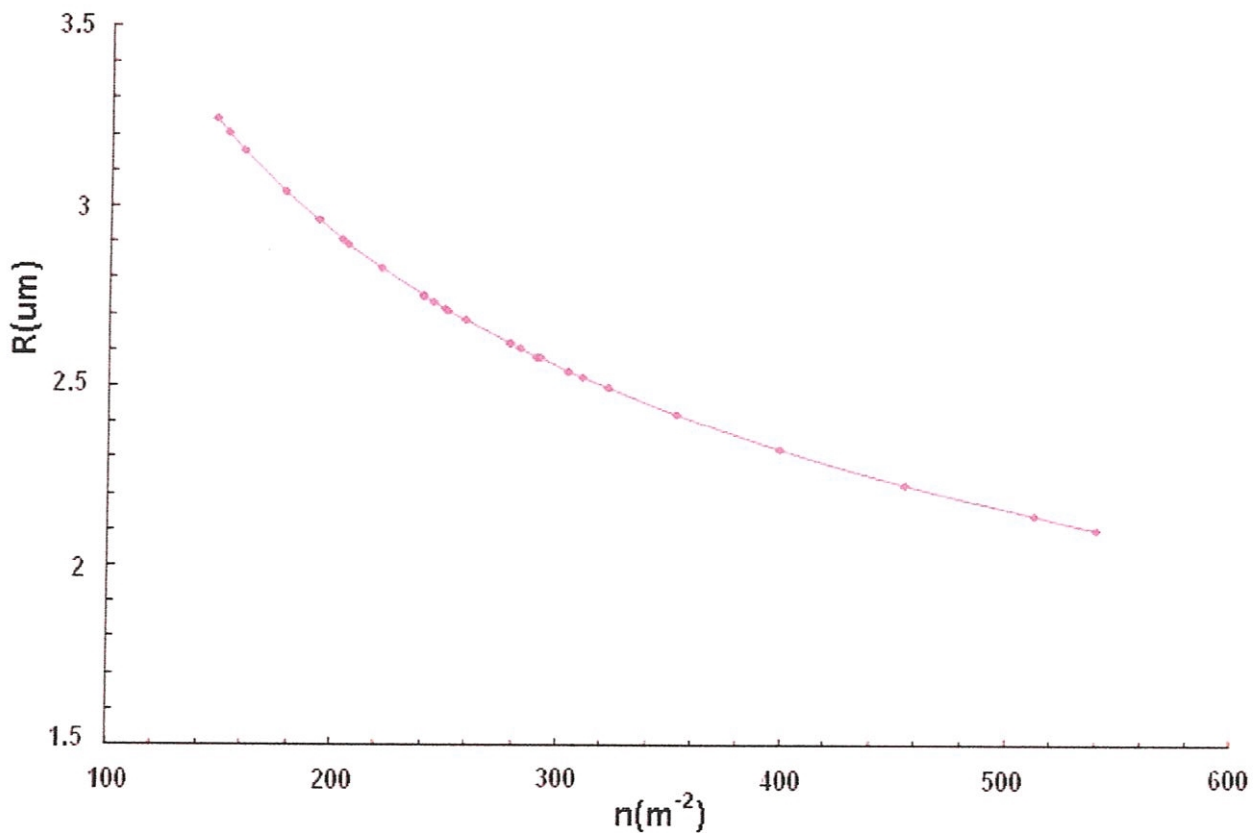
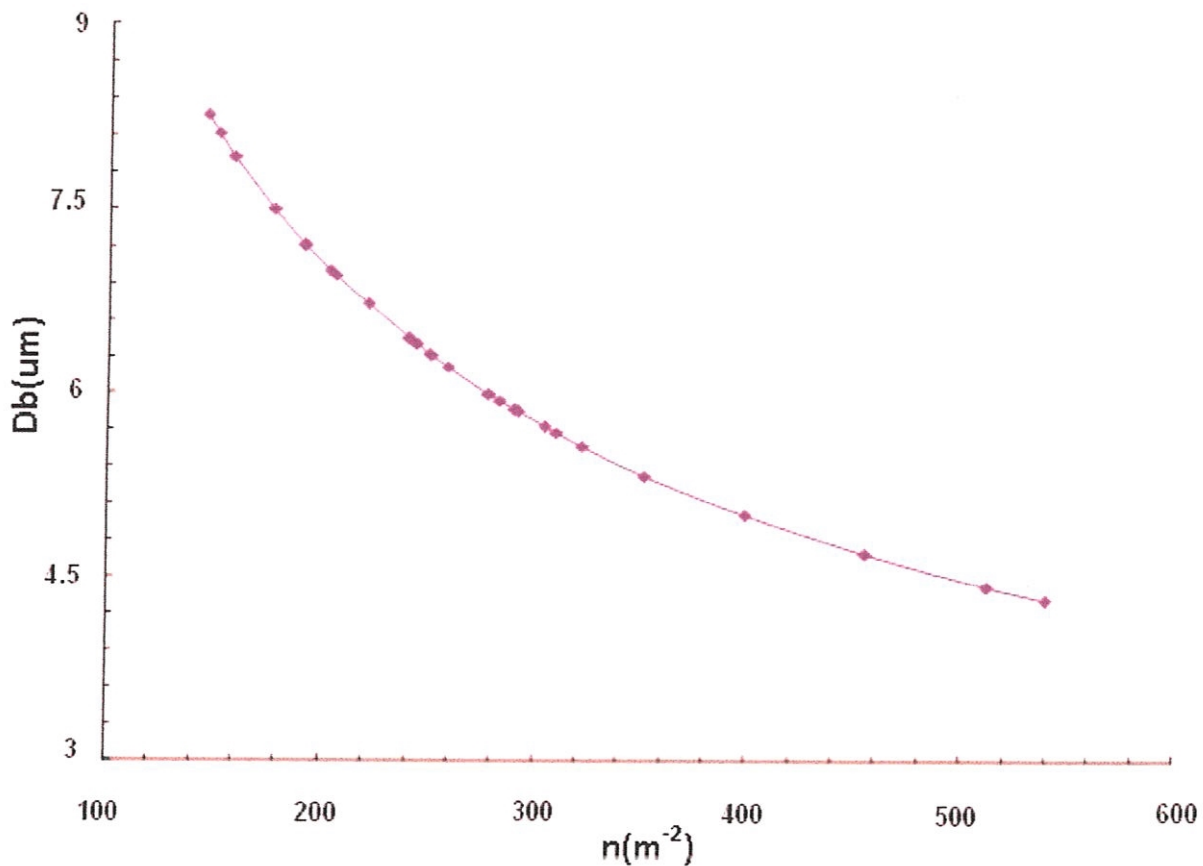


Figure IV.11 : L'influence de la densité n sur l'activation des cavités

On constate que, l'augmentation de la densité des sites de nucléation (n) implique une diminution du rayon d'une cavité convenable pour son activation. Ceci explique l'utilité de la densité des sites dans ce domaine, celle-ci présente un rôle très important pour l'activation des cavités, ainsi que pour l'augmentation et l'amélioration de taux de transfert de chaleur.

- Donc la densité des sites de nucléation présente un paramètre important dans le domaine de transfert de chaleur par ébullition.
- ❖ Le graphe (IV-12) représente la dépendance entre la densité des sites de nucléation et le diamètre de détachement de la bulle de vapeur.



FigureIV.12 : L'influence de la densité n sur le diamètre de détachement

D'après ce graphe, le diamètre de détachement de la bulle est lié inversement avec la densité des sites de nucléation, l'augmentation de cette dernière implique une diminution de diamètre de détachement de la bulle de vapeur.

Le détachement d'une bulle de vapeur améliore la conduction ainsi que le taux de transfert de chaleur, puisque après le détachement d'une bulle, le liquide froid remplit l'espace laissé par la bulle et la couche thermique se forme de nouveau, à et autour du site de nucléation (conduction transitoire). Ainsi que le transfert de chaleur à partir de la surface chauffante augmente par l'agitation de liquide qui est causée par le détachement de bulles.

- Ce qui justifiée le rôle le plus important de la densité des sites de nucléation dans ce domaine.

L'angle de contact entre un liquide et une surface solide chauffante est utilisée généralement comme une mesure de mouillage, cette angle varie avec les propriétés physiques du liquide et de la surface solide, le mouvement de liquide bouillant, la microstructure de cavités et avec d'autres facteurs. D'après ces calcules les valeurs de l'angle de contact varie entre 84 et 150° , c'est-à-dire a faible mouillage. En conséquence le mouillage représente un paramètre important qui peut influencer la nucléation de cavités.

- ✚ A partir des données présentées par Iida & Kobayazi pour la combinaison cuivre-eau à pression égale 0.101MPa dans la zone des bulles unies (l'ébullition nucléée complètement développée)

L'expérience	La densité n (m^{-2})
01	75365,6553
02	153924,031
03	278470,356
04	519309,530
05	631251,705
06	792532,228
07	865426,325
08	1065892,56
09	1212430,33
10	1602955,03

**TableauIV.4 : Les valeurs de la densité de site de nucléation (en m^{-2})
en zone bulles unies**

La figure (IV-13) représente une comparaison entre les données expérimentales de la densité des sites de nucléation de Iida & Kobayasi et les valeurs calculées d'après la corrélation de Sakashita & Kumada.

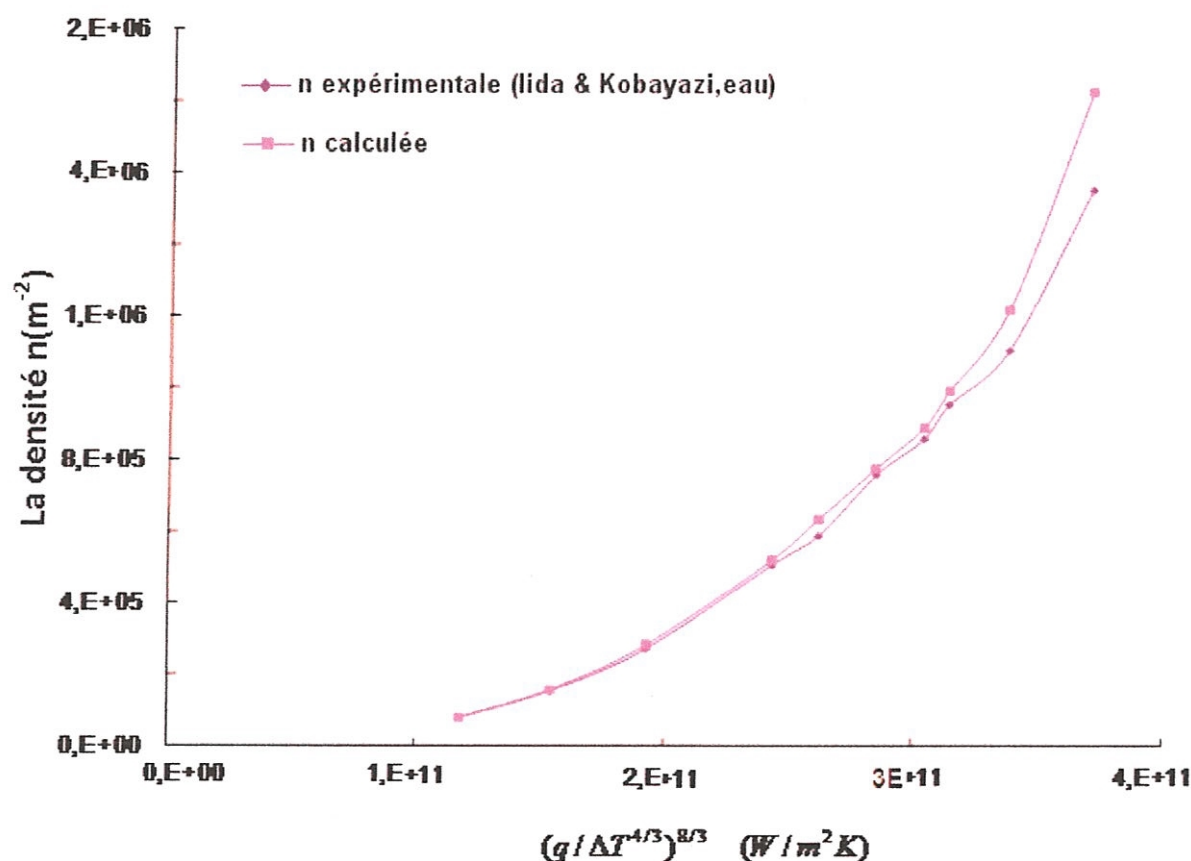


Figure IV.13 : Comparaison entre les valeurs de n expérimentales et calculées dans la zone bulles unies

Bien que la corrélation de Sakashita & Kumada ait été dérivée pour l'ébullition nucléée partielle. Il a été suggéré qu'elle pourrait être extrapolée à l'ébullition nucléée complètement développée.

Ceci parce que les exposants a , b et c , et la constante C de la corrélation de Sakashita & Kumada ont été déterminés empiriquement par l'utilisation des données expérimentales et cela pour les deux régions des bulles isolées et unies.

Pour des valeurs de plus hautes densités n , les valeurs calculées divergent des données expérimentales et se situent assez proche du point maximum de la courbe d'ébullition (CHF) c. à d. à la densité thermique critique.

IV.5.2 Conclusion

Il ressort de cette partie les conclusions suivantes :

- ❖ Les trois corrélations de transfert de chaleur par ébullition qui sont proposé par Hara, Kocamustafaogullari & Ishii, Sakashita & Kumada sont proches des mesures expérimentales.
- ❖ Parmi ces trois corrélations, celle de Sakashita & Kumada est la plus précise, elle représente donc une corrélation fiable qui peut être une base pour des futures recherches dans ce domaine.
- ❖ Le phénomène physique le plus dominant dans le cas d'un transfert de chaleur par ébullition nucléée dans la zone des bulles isolées est certainement la conduction transitoire sous les bulles de vapeur.
- ❖ Nous aurions pu figurer le programme pour définir l'existence d'une liaison résistive entre la densité de site de nucléation et le rayon convenable pour l'activation d'une cavité, tel que l'augmentation de la densité de site de nucléation implique une diminution de ce rayon. Donc l'activation des cavités dépend fortement de la densité de site de nucléation.
- ❖ Bien que la corrélation de Sakashita & Kumada ait été dérivée pour l'ébullition nucléée partielle (zone des bulles isolées), il a été suggéré qu'elle pourrait être extrapolée à l'ébullition nucléée complètement développée (zone des bulles unies).

Conclusion générale

Conclusion générale

Le transfert de chaleur par ébullition nucléée joue un rôle très important dans plusieurs applications, l'extraction de très importantes puissances calorifiques à partir de surfaces chauffante, refroidissement de cœurs de réacteurs nucléaires ou de moteur de fusée, dans les générateurs de vapeur d'eau, etc, du fait des coefficients de transfert élevés obtenus de l'ordre de $100000 \text{ W m}^{-2} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$. L'exactitude exigée pour ce processus, a fait qu'un certain nombre de nouvelles corrélations ont été développées.

La corrélation de Sakashita et Kumada présente une nouvelle corrélation pour l'ébullition nucléée qui consiste de flux de chaleur, de la surchauffe, de la densité du site de nucléation, et d'un groupe de propriétés physiques (B_h). La densité du site de nucléation est calculée par la combinaison de la corrélation avec les données expérimentales de $q - \Delta T_{\text{sat}}$. De cette procédure on obtient à une corrélation semi empirique des densités de sites du nucléation.

Il ressort de la comparaison des différentes corrélations, que la corrélation de Hara, Kocamustafaogullari et Ishii, ainsi que celle de Kumada et Sakashita donnent des prédictions de l'ordre de $\pm 10\%$ par rapport aux mesures expérimentales, et que par conséquent, le phénomène physique le plus dominant dans le cas d'un transfert de chaleur par ébullition nucléée dans la zone des bulles isolées est certainement la conduction transitoire de la chaleur ayant lieu sous les bulles à partir de la surface de chauffe.

On remarquera aussi, que dans ces trois corrélations le paramètre $n^{3/8}$ est présent. Il représente donc l'influence de la densité du site de nucléation. Cependant, la corrélation de Sakashita et Kumada n'inclue l'effet de l'interaction fluide-paroi que partiellement, et de ce fait elle mérite d'être améliorée par rapport à ce point crucial.

D'après la détermination des rayons minimum pour l'activation des cavités par la méthode numérique, l'étude de l'influence de la densité du site de nucléation sur l'activation des cavités montre l'utilité de cette première.

Un nouveau modèle doit donc inclure un paramètre adimensionnel où on peut trouver les propriétés thermophysiques du fluide et de la paroi, une dimension linéaire caractéristique de la cavité, ainsi que l'effet du mouillage à travers la tension superficielle (faisant ainsi ressortir l'angle de contact). Cette équation sera alors plus universelle que toutes celles publiées jusqu'alors. Ceci sera donc la suite logique du présent travail.

Références bibliographiques

- [01] Jocelyn Bonjour, thèse, contributions du génie frigorifique et du génie des procédés pour un meilleur environnement ' l'université de technologie de compiegne 2004.
- [02] Stephan Kotthoff, Dieter Gorenflo, Elisabeth Danger, Andrea Luke, heat transfer and bubble formation in pool boiling: effect of basic surface modifications for heat transfer enhancement, Int. J. of thermal sciences 45(2006)217-236.
- [03] Serge Cioulachtjian , Monique Lallemand , étude expérimentale de l'ébullition sur un fil de nucléation unique – effect d'un champ électrique ' journées internationales de thermique ' , 'Tanger , Maroc 2005'.
- [04] Vijay K Dhir , University of California , Hand Book of phase change boiling and condensation.
- [05] Samuel Morin 'Etude d'un cas de nucléation homogène dans la haute troposphère (2006).
- [06] Satish G. Kandlikar, Nucleation characteristics and stability considerations during flow boiling in microchannels, experimental thermal and fluid, Science 30(2006)441-447.
- [07] Wen Wu, MS thèse, University of Illonois at Urbana –Champaign, 2004 ' combined modeling and experimental validation of boiling curve and critical heat flux'.
- [08] David M Christopher, Haowang, Xiaofeng Peng 'Numerical analysis of moving vapor bubbles ', Internatinal journal of heat and mass transfer 49(2006)3626-3633.
- [09] Vijay K Dhir, ' Nucleate and transition boiling heat transfer under pool and external flow conditions ' , International journal heat and fluid flow , vol12 No 4, 1991 .
- [10] Moore,F.D.and Mesler,R.B.the measurement of rapid surface temperature fluctuations during nucleate boiling of water,AICHE J.,1961,7,620-624.
- [11] Jeongba Ckim, Moohwan Kim 'On the departure behaviors of bubble at nucleate pool boiling ', International journal of multiphase flow 32(2006)1269-1286.
- [12] Gorenflo D, Knabe V, Bieling V ' Bubble density on surfaces with nucleate boiling –its influence on heat transfer and burnout heat flux at elevated saturation pressures ' heat transfer conf sanfrancisco 1986,4,1995,2000.
- [13] Moalem,D.,Zijil,W.,and van Staralem, S.J.D.Nucleate boiling at a liquid-liquid interface.Letters.Heat and Mass Transfer,1977,4.319-329.
- [14] Cole, R, and Van Stralem, S.J.D.Boiling phenomena hemisphere publishing corp,Washington,DC,1979.
- [15] Yann Juaneda, thèse ' contribution à l'étude des forces hydrodynamique agissant sur une bulle en régime faiblement inertiel' 2006N°ordre 2341.
- [16] Abhijit Mukherjee, Satish G Kandlikar 'Numerical study of singla bubbles with dynamic contact angle during nucleate pool boiling ' Internatinal journal of heat and mass transfer 50(2007)127-138.

- [17] Christopher Henry, These D, Nucleate pool boiling characteristics from a horizontal microheater array 2005.
- [18] A.K.Das, P.K.Das, P.Saha, 'Nucleate boiling of water from plain and structured surfaces', experimental thermal and fluid science (2006).
- [19] Han, C.Y., and Griffith, P. The mechanism of heat transfer in nucleate pool boiling. Part I. Bubble initiation, growth and departure. Int. J. Heat and Mass Transfer. 1965, 8, 887-904.
- [20] Stephan Kotthoff, Dieter Gorenflo, Elisabeth Danger, Andrea Luke, 'International journal of thermal sciences' 45 (2006) 217-236.
- [21] Gaertner, R.F., Westwater, J.W. Population of active sites in nucleate boiling heat transfer. Chem. Engr. Prog. Symp. Series. 1960, 56, 39-48.
- [22] Hsu, Y.Y., and Graham, R.W. Transport processes in boiling and Two phase systems. Hemisphere Publishing Corp, Washington, DC. 1976.
- [23] Sultan, M., and Judd, R.L. Spatial distribution of active sites and bubble flux density. ASMA. J. Heat transfer. 1978, 100, 56-62.
- [24] Nilanjana Basu, Gopinath Warriar, Vijay K Dhir, 'Mechanical and aerospace engineering department university de California' Vol 124 (2002).
- [25] Diao Yanhua, Zhao Yaohua and Wang Qiuling 'Visualization of bubble dynamics for pool boiling of binary refrigerant mixture R11-113', Chinese journal chem. Eng 14(2) 149-157 (2006).
- [26] A.Kouachi, F.Volle, 'Transfert de chaleur par ébullition convective induite par un jet important une surface mobile' Journée SFT, Transferts thermiques par impact de jet (09-03-2006).
- [27] Agrawal, D.C., and V.J. Menon, 'boiling and leidenfrost effect in gravity free zone a speculation', Vol 29 (1994).
- [28] Book, California institute of technology, Department of mechanical engineering, ME 96 Boiling heat transfer (2003).
- [29] Seungwon. Shin, S.I. Abdelkhalik, Damir. Juric, 'Direct three-dimensional numerical simulation of nucleate boiling using the level contour reconstruction method', International journal of multiphase flow 31(2005) 1231-1242.
- [30] Hiroto Sakashita, Toshiaki Kumada, 'Method for prediction boiling curves of saturated nucleate boiling', International journal of Heat and Mass Transfer 44 (2001) 673-682.
- [31] Judd, R.L., and Hwang, K.S. A comprehensive model for nucleate pool boiling heat transfer including microlayer evaporation. ASME J. Heat transfer, 1976, 98, 623-629.
- [32] Paul, D.D., and Abdel-khalik, S.I. A Statistical analysis of saturated nucleate boiling along a heated wire. Int. J. Heat and Mass Transfer 1983, 26, 509-519.
- [33] T. Kumada and H. Sakashita, 'Pool boiling heat transfer-II', International journal of Heat and Mass Transfer Vol. 38, No 6, pp. 979-987 (1994).
- [34] Liaw, S.P., and Dhir, V.K. Void fraction measurements during saturated pool boiling of water on partially wetted vertical surfaces. ASME J. Heat Transfer. 1989, 111, 731-738.

- [35] Moissis, R., and Berenson, P.J. on the hydrodynamic transitions in nucleate boiling. ASME J. Heat transfer .1963,85,221-229.
- [36] I.L. Pioro, W. Rohsenow, S.S. Doerffer, 'Nucleate pool-boiling heat transfer: I' International Journal of heat and Mass transfer 47(2004)5033-5044.
- [37] Jung-Yeul Jungm Ho Young Kwak, 'Effect of surface condition on boiling heat transfer from Silicon chip with submicro-scale roughness', International Journal of heat and Mass transfer 49(2006)4543-4551.
- [38] Zh.Guo, M.S.El-Genk, Liquid microlayer evaporation during nucleate boiling on the surface of a flat composite wall, Int. Heat Mass Transfer 37(11) (1994)1641-1655.
- [39] A.M. Kichigin, I.L.Pioro, About crisis mechanism of heat transfer under boiling in conditions of free liquid motion, Prom. Teplotekhn. 13 (3) (1991) 19-33.
- [40] T.L.Chuck, J.E.Meyers, The effect of heater plate thickness on boiling heat-transfer coefficient, Int. J. Heat Mass Transfer 21 (1978) 187-191.
- [41] C.H.Wang, V.K. Dhir, Effect of surface wettability on active nucleation site density during pool boiling of water on a vertical surface, J. Heat Transfer, Trans. ASME 115 (1993) 659-669.
- [42] S.G.Kandlikar, M E Steinke, 'Contact angles and interface behavior during rapid evaporation of liquid on a heater surface', International journal heat mass transfer 45(2002)3771-3780.
- [43] S.G.Kandlikar, W.K.Kuan, A.Mukherjee, 'Experimental study of heat transfer in an evaporating meniscus on a moving heated surface', Journal Heat Transfer 127(2005)244-252.
- [44] Sun Zhaohu, Gong Maoqiong, Lizhijian Wujianfeng, 'Nucleate pool boiling heat transfer coefficients of pure HFC134', International Journal of Heat and Mass Transfer 50(2007)94-104.
- [45] Jason S Bower, James F Klausner, 'Gravity independent subcooled flow boiling heat transfer regime', Experimental thermal and fluid science 31(2006)144-149.
- [46] Nilanjama Basu, Gopinath R-Warrier, Vijay K-Dhir , Thesis, Onset of Nucleate boiling and active nucleation site density during subcooled flow boiling , Vol 124,2002.
- [47] I.Pioro, boiling heat transfer characteristics of thin liquid layers in a horizontally flat two-phase thermosyphon, in: preprints of the 10th International Heat Pipe conference, Germany, 1997.
- [48] A.M. Kutepov, L.S.Sterman, N.G. Styushin, Hydrodynamic and Heat Transfer under vapour generation, Section 6, Vysshaya Shkola Publishing House, Moscow, 1977.
- [49] C.L.Tien, 'A hydrodynamic model for nucleate boiling heat transfer' , Int.J.of heat and mass transfer 5(1962)533-540.
- [50] Syed Imam Haider, Thesis in Mechanical Engineering, 'Nucleate pool boiling enhancement on structured surfaces', 1994.
- [51] K. Nishikawa, Y. Fujita, S. Uchida, H. Ohta, Effect of heating surface orientation on nucleate boiling heat transfer, in: Proceedings of ASME-JSME Thermal Engr. Joint Conf., Honolulu, 1, 1983, pp.129-136.

- [52] B.B. Mikic, W.M. Rohsenow, A new correlation of pool-boiling data including the effect of heating surface characteristics, ASME J. Heat transfer 91 (1969) 245-250.
- [53] Liaw, S.P., and Dhir, V.K. Void fraction measurements during saturated pool boiling of water on partially wetted vertical surfaces. ASME J. Heat Transfer. 1989, 111, 731-738.
- [54] Y. Haramura, Y. Katto, A new hydrodynamic model of critical heat flux, applicable widely to pool and forced convection boiling on submerged bodies in saturated liquids, Int. J. Heat Mass Transfer 26 (1983) 389-399.
- [55] H. Sakashita, T. Kumada, 'Macrolayer formation and mechanisms of nucleate boiling critical heat flux and transition boiling', Heat Transfer-Japanese Research 27(1998)155-168.
- [56] H. Sakashita, T. Kumada, 'A new model for CHF in pool boiling at higher pressure' JSME International Journal 36.3(1993)422-428.
- [57] I.L. Piro, W. Rohsenow, S.S. Doerffer, 'Nucleate pool-boiling heat transfer. II: assessment of prediction methods', Int. J. of heat and mass transfer 47 (2004) 5045-5057.
- [58] A. Hara, 'the mechanic of nucleate boiling heat transfer', Int. J. of heat and mass transfer 6(1963)959-969.
- [59] H. Kurihara, J.E. Myers, 'The effects of superheat and surface roughness on boiling coefficients' AIChE J. 6(1960)83-91.
- [60] G. Kocamustafaogullari, M. Ishii, 'Interfacial area and nucleation site density in boiling system', Int. J. Heat and mass Transfer 26(1983)1377-1387.

Tableau 1*Les propriétés thermo physique pour les différents fluides*

	ρ_l	ρ_v	H_{fv}	λ_l	C_{pl}	α_l	ν_l	σ	Pr_l
Eau (0.01MPa)	958.07	0.5977	2.260E+06	6.773E-01	4.216E+03	1.677E-07	2.951E-07	5.891E-02	1.76
Eau (0.068MPa)	965.8	0.4113	2.286E+06	6.699E-01	4.204E+03	1.655E-07	3.308E-07	6.102E-02	2
Acetone	748	2.147	5.240E+05	1.490E-01	2.287E+03	8.690E-08	3.102E-07	1.909E-02	3.57
CCl4	1483	5.55	2.180E+05	9.410E-02	9.120E+02	6.760E-08	3.366E-07	2.010E-02	4.98
n-Hexane	613.4	3.256	3.370E+05	1.110E-01	2.450E+03	7.386E-08	3.294E-07	1.333E-02	4.46
CS2	1256	2.895	3.548E+05	1.570E-01	1.000E+03	1.250E-07	2.452E-07	3.230E-02	1.96
CO2 (0.15MPa)	1488.1	11.324	1.324E+05	6.723E-02	9.950E+02	4.540E-08	2.530E-07	1.212E-02	5.57
CO2 (0.191MPa)	1466.7	14.229	1.297E+05	6.537E-02	1.012E+03	4.400E-08	2.350E-07	1.130E-02	5.34
CO2 (0.247MPa)	1442.2	18.17	1.265E+05	6.330E-02	1.103E+04	4.250E-08	2.180E-07	1.041E-02	5.13

Tableau 2*La formule et le nom chimique des différents composés*

Composé	Formule	Nom chimique
Acétone	C ₃ H ₆ O	2-Propanone
Benzène	C ₆ H ₆	Cyclohexatriene
R11	CCl ₃ F	Methane, trichlorofluoro-
R21	CHCl ₂ F	Fluorodichloromethane
R113	C ₂ Cl ₃ F ₃	Ethane, 1,1,2-trichloro-1,2,2-trifluoro-
R114	C ₂ Cl ₂ F ₄	1,2-Dichloro-1,1,2,2-tetrafluoroethane
R115	C ₂ ClF ₅	Ethane, chloropentafluoro-
CS ₂	CS ₂	Carbon bisulfide

Tableau 3*Les valeurs expérimentales des Iida et Kobayazi pour l'eau à p=0.1014MPa*

L'expérience	Le flux de chaleur	La surchauffe	La densité n
01	256000	16,92	75000
02	401000	19,38	150000
03	483000	18,86	267000
04	581000	18,18	505000
05	663000	19	585000
06	895000	22,32	755000
07	924000	22,39	854000
08	973000	22,44	950000
09	1050000	22,55	1100000
10	1190000	22,67	1550000

Tableau 4*Les valeurs expérimentales des Nishikawa pour l'eau à $p=0.0414\text{MPa}$*

L'expérience	Le flux de chaleur	La surchauffe	La densité n
01	15700	8.7	255
02	15700	9	382
03	15700	9.7	382
04	20920	11.8	127
05	20920	12.3	191
06	20920	11.3	255
07	20920	9.8	1146
08	26150	14	127
09	26150	15.2	127
10	26150	13.3	191
11	26150	15	191
12	26150	12.5	382
13	26150	12.3	382
14	26150	12	509
15	26150	10.8	1273
16	31370	17.6	127
17	31370	16.3	191
18	31370	15	318
19	31370	14.5	382
20	31370	12.8	373
21	31370	12.2	637
22	36600	17	255
23	36600	17.6	255
24	36600	17.2	293
25	36600	16.5	382
26	36600	16	382
27	36600	16.3	446
28	36600	16.5	509

Tableau 5:

la densité n calculée par la corrélation de Sakashita & Kumada d'après les données de Kurihara(acetone,cuivre)

experience	La densité n calculée (m ⁻²)
01	42983,3174
02	41901,5674
03	25824,3486
04	25801,9472
05	21849,032
06	18077,7292
07	8365,81382
08	7610,48965
09	7553,13751

Tableau 6:

la densité n calculée par la corrélation de Sakashita & Kumada d'après les données de Kurihara(CS2,cuivre)

experience	La densité n calculée (m ⁻²)
01	25758,3832
02	22064,5875
03	15515,0647
04	9384,7714
05	5948,21775
06	5359,64123

Tableau 7

Les valeurs moyennes des constantes de la corrélation d'ébullition nucléée de Rohsenow et les intervalles de prédiction ^[40]

Fluid/Surface 1	C_{sf} 2	n 3	$T_{sat}, ^\circ\text{C}$ 4	$\Delta T_b, ^\circ\text{C}$ 5	$q, \text{kW m}^{-2}$ 6	$h_b, \text{kW m}^{-2} \text{K}^{-1}$ 7
Water/Copper (plate oxidized, $R_a = 1.37$, $R_q = 1.73$)	0.015	0.81	23–82	4.2–14	1.8–72.3	0.26–6.1
Water/Copper (thin circular plate emery polished and paraffin treated) [5]	0.0147[21]	1	100	9.4–18.3	41–950	3.7–57
Water (int forced conv)/Copper (vertical tube) [17]	0.013	1.7	100	4–15	18–190	4.5–12.7
Water/Copper (circular plate emery polished) [4]	0.0128[21]	1	100	5.5–15.5	28–530	3.4–34
Water/Copper (circular plate scored) [8]	0.0068[21]	1	100	1.7–8.3	1.6–190	8.5–19
Water/Aluminum (circular plate polished, $R_a = 0.33$) [6]	0.011[Piero]	1	100	5–8.3	28–126	5.6–15.1
Water/Aluminum (plate oxidized, $R_a = 3.61$, $R_q = 4.52$)	0.011	1.26	3.5–103	5–22	1.3–90	0.1–10
Water/Brass (plate, $R_a = 0.47$, $R_q = 0.66$)	0.015	0.81	14–103	4–15	1.2–144	0.2–11
Water/Brass (tube ext) [16]	0.009[Piero] 0.006[20]	1.1 1.7	28–112	2.3–14	8–43	1–11
Water/Chromium (polished thin layer on circular copper plate) [2]	0.019[Piero]	0.45	100–205	8–18	140–655	14.6–51
Water/Platinum (wire) [14]	0.013[27]	1	100–355	1–28	3–3200	1.8–480
Water/St. St. (plate, $R_a = 0.75$, $R_q = 1.2$)	0.015	0.69	30–103	4–13	5–40	1–6.2
Water/St. St. (circular plate polished, $R_q = 0.13$) [6]	0.01[Piero]	1	100	4.4–7.2	28–126	6.4–17.5
Water/St. St. (circular plate grounded, $R_q = 0.53$) [6]	0.008[Piero]	1	100	3.3–6.7	22–158	6.7–23.6
Water/St. St. (circular plate grounded, $R_q = 3.6$) [6]	0.007[Piero]	1	100	3.3–5.6	37–160	11.5–29
Water/St. St. (thin strip pitted with Teflon coating in pits) [13]	0.0058[21]	1	100	0.5–8.3	1.6–265	3.1–31.8
Ethanol/Copper (plate oxidized, $R_a = 1.37$, $R_q = 1.73$)	0.00079	2.3	30–82	13–20.2	2.1–26	0.1–2
Ethanol/Aluminum (plate oxidized, $R_a = 3.61$, $R_q = 4.52$)	0.008	1.18	16–78	11–21	2.7–32	0.16–2.3
Ethanol/Brass (plate, $R_a = 0.47$, $R_q = 0.66$)	0.011	0.92	40–78	9–14	4.3–56	0.7–4.7
Ethanol/Chromium (polished thin layer on circular copper plate) [2]	0.0045[Piero] 0.0027[20]	1.47 1.7	78–210	3–34	15–800	3.2–72
Ethanol/St. St. (plate, $R_a = 0.75$, $R_q = 1.2$)	0.00053	2.28	49–90	7–14	10–45	0.7–6
Methanol/Brass (tube ext) [16]	0.0026	1.7	13–72	5–19	7.8–43	0.7–6
iso-Propanol (int forced conv)/Copper (vertical tube) [17]	0.0022	1.7	82.5	5–20	5.7–95	1.1–4.75
n-Butanol (int forced conv)/Copper (vertical tube) [17]	0.003	1.7	117	7–17	9.5–95	1.4–5.6
R-11/Copper (plate oxidized, $R_a = 1.37$, $R_q = 1.73$)	0.0009	3.47	23–49	6.4–11.2	1.4–12	0.22–1.2
R-12/Copper (tube ext) [39]	0.016[Piero]	1.7	2–15	6.6–10	1.5–5	0.2–0.5
R-113/Copper (plate oxidized, $R_a = 1.37$, $R_q = 1.73$)	0.0022	2.25	32–80	9–16	3.2–21	0.24–1.9
R-113/Aluminum (plate oxidized, $R_a = 3.61$, $R_q = 4.52$), Brass (plate, $R_a = 0.47$, $R_q = 0.66$), St. St. (plate, $R_a = 0.75$, $R_q = 1.2$)	0.013	1.20	20–71	6–15	1.3–24	0.2–2
CCl_4 (int forced conv)/Copper (vertical tube) [17]	0.013	1.7	76.7	10–28	5.5–63	0.55–2.3
CCl_4 /Copper (circular plate emery polished) [4]	0.007[21]	1.7	76.7	12–22	10.2–194	0.85–14
CCl_4 /Copper (circular plate lapped) [7]	0.0031[21]	1.7	76.7	8–13	22–280	2.6–25
CCl_4 /Brass (tube ext) [16]	0.0022[Piero]	2.1	33–86	6.5–25	7.8–43	0.6–4
Propane/Chromium (polished thin layer on circular copper plate) [2]	0.0069[Piero]	2.17	34–83	3.3–22	27–400	8–28
n-Pentane/Copper (circular plate mirror finishing) [7]	0.0171[21]	1.7	36	16.7–44.4	22–252	1.3–5.7

Tableau 7:(continuation)

Fluid, Surface 1	C_{it} 2	n 3	T_{sat} , °C 4	ΔT_b , °C 5	q , kW m ⁻² 6	h_b , kW m ⁻² K ⁻¹ 7
<i>n</i> -Pentane/Copper (plate emery polished, $R_a = 0.15$) [26]	0.0154[21]	1.7	36	17-22	15-90	0.85-4
<i>n</i> -Pentane/Copper (circular plate emery rubbed) [7]	0.0074[21]	1.7	36	6.7-15.6	31.5-284	4.7-18.2
<i>n</i> -Pentane/Copper (circular plate lapped) [7]	0.0049[21]	1.7	36	5-8.3	31.5-284	6.3-34
<i>n</i> -Pentane/Zinc (circular plate polished) [3]	0.0088[21]	1.7	36	4-38	6.3-284	1.6-7.5
<i>n</i> -Pentane/Chromium (polished thin layer on circular copper plate) [2]	0.015[20]	1.7	48-147	4-31	29-440	2-35
<i>n</i> -Pentane/Nickel (circular plate mirror finishing) [7]	0.0154[21]	1.7	36	6.1-9.4	28-284	4.6-30.2
<i>n</i> -Pentane/Nickel (plate emery polished) [26]	0.0127[21]	1.7	36	11-22	13-112	0.85-5.7
<i>n</i> -Pentane/Nickel (circular plate lapped) [7]	0.0043[21]	1.7	36	15.5-39	31.5-284	2-7.3
<i>n</i> -Pentane/Inconel (circular plate mirror finishing) [7]	0.018[21]	1.7	36	19.4-43.3	31.5-221	1.6-5.1
<i>n</i> -Pentane/Inconel (circular plate lapped) [7]	0.0072[21]	1.7	36	9.4-15.6	31.5-252	3.4-16.2
Benzene/Chromium (polished thin layer on circular copper plate) [2]	0.01[20]	1.7	80-214	4-45	25-600	2.5-41
<i>n</i> -Heptane/Chromium (polished thin layer on circular copper plate) [2]	0.0014[Piero]	1.37	95-185	10-32	40-440	2.8-25
Acetone/Copper (circular plate emery polished) [4]	0.0096[Piero]	1.7	56	14.4-22.2	16.4-252	1.1-11.4
35% K ₂ CO ₃ (int forced conv)/Copper (vertical tube) [17]	0.0054	1.7	106	8-15	19-95	2.4-6.3
50% K ₂ CO ₃ (int forced conv)/Copper (vertical tube) [17]	0.0028	1.7	72.4	10-17	25-95	2.5-5.6

Résumé

Une multitude des corrélations afin de modéliser le phénomène de transfert de chaleur par ébullition nucléée existe. Dans ce travail, une identification des six corrélations dans la région de bulles isolées est effectuée afin de reconnaître la dépendance entre les paramètres physiques dominants dans cette zone.

Le but de cette analyse est de déterminer l'exactitude de la prédiction de chacune des corrélations et en même temps de connaître le phénomène physique le plus dominant du transfert de chaleur par ébullition nucléée et ceci en utilisant une vaste gamme des données expérimentales fiable.

A partir de la plus commode corrélation, la densité du site de nucléation la plus importante à l'augmentation du flux de chaleur est déterminée.

L'influence de la densité sur l'activation des cavités et du diamètre de détachement des bulles est ensuite étudiée. La détermination de l'angle de contact entre le liquide et la surface est utilisée comme une mesure de mouillage.

La comparaison des différentes corrélations montre que la corrélation de Sakashita & Kumada présente le meilleur résultat de transfert de chaleur par ébullition nucléée. Le phénomène physique le plus dominant dans la zone des bulles isolées est la conduction transitoire ayant lieu sous les bulles. L'augmentation de la densité des sites de nucléation diminue le rayon d'activation des cavités ainsi que le diamètre de détachement de la bulle de vapeur. La corrélation choisie peut être aussi extrapolée à la zone de bulles unies.

Mots clé: la courbe d'ébullition, les corrélations d'ébullition nucléée, l'angle de contact, ébullition en vase.

Abstract

In this work, an identification of six correlations of isolated bubbles region is undertaken in order to know the dependence between dominant physical parameters.

The goal of this analysis is to determine the prediction accuracy of each correlation and at the same time to know the most dominant nucleate boiling heat transfer physical phenomenon using a vast range of reliable experimental data.

From the most convenient correlation, the most important nucleate site density in increasing heat flux is determined.

The density influence on the cavities activation and on the bubble diameter at detachment is then studied. Determination of the contact angle between the liquid and the surface is used as wettability measure.

Comparison of different correlations shows that the Sakashita's correlation gives the most accurate results of nucleate boiling heat transfer. The most dominant physical phenomenon that contributes to the nucleate boiling heat transfer is transient conduction taking place under bubbles in isolated region. The increase of nucleate site densities implies a decrease in radius cavity as well as bubble diameter at detachment. The chosen correlation can also be extrapolated to coalesced bubble region.

Key words: boiling curve, correlation of nucleate boiling, contact angle, pool boiling.

ملخص

بعد وضع نموذج لظاهرة التحول الحراري بواسطة الغليان النووي يمكننا ايجاد العديد من العلاقات. في هذا العمل قمنا بالمطابقة و المماثلة بين ستة علاقات في منطقة الفقاعات المعزولة. و تحديد الارتباط بين العوامل الفيزيائية السائدة في تلك المنطقة.

الهدف من هذا التحليل هو تحديد مصداقية كل من هذه العلاقات و في نفس الوقت معرفة الظاهرة الفيزيائية السائدة و المساهمة بنسبة اكبر في التحول الحراري بواسطة الغليان النووي من خلال معطيات تجريبية مؤكدة.

من خلال العلاقة المواتية يمكننا تحديد شدة الأماكن النووية التي تلعب دور هام في زيادة التدفق الحراري. بعد ذلك قمنا بدراسة تأثير هذه الشدة على نشاط الفجوات و تأثيرها على قطر الفقاعة عند انفصالها عن السطح. و تم تحديد زاوية التماس بين السائل و السطح التي تستعمل كقياس للتبلييل.

المقارنة بين مختلف العلاقات أثبتت أن علاقة 'Sakashita & Kumada' تقدم أحسن النتائج في مجال انتقال الحراري بالغليان النووي. وان الظاهرة الفيزيائية السائدة في منطقة الفقاعات المعزولة هي "la conduction transitoire" للحرارة الذي يتم تحت الفقاعات.

الزيادة في شدة الأماكن النووية تنشط الفجوات و تخفض قطر الفقاعة عند الانفصال. و هذه العلاقة المختارة يمكن أن تطبق أيضا في منطقة الفقاعات المتحدة.