

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique



Université 8 mai 1945 Guelma
Faculté des Sciences et de l'Ingénierie
Département de Chimie Industrielle

THÈSE

Présenté en vue de l'obtention du diplôme de

DOCTORAT

Spécialité : Chimie Industrielle

LES MODELISATIONS DE L'INTERFACE SOLIDE-BULLE-LIQUIDE

Soutenu le :
14/06/2015

M^{me} CHOUARFA Fella

Directeur de Thèse:

Pr. Benhamza ME Hocine

Devant le Jury :

Abed. M^{ed}AFOUNE	Professeur Université 08 Mai 1945 Guelma	Président
M.E. Hocine BENHAMZA	Professeur Université 08 Mai 1945 Guelma	Rapporteur
Lakhdar BAH	Professeur Université Constantine I	Examineur
A. Hafid BRIMA	M.C.A Université Biskra	Examineur

Remerciements

D'abord, je dis louange à Allah qui m'a offert cette opportunité pour réaliser ce modeste travail.

Je remercie vivement mon encadreur Monsieur Mohamed El Hocine BENHAMZA Professeur à l'université de Guelma, pour sa disponibilité, ses valeureux conseils et ses qualités humaines et scientifiques. Merci encore à lui de s'être réellement investi dans cette étude et d'avoir fait que cette thèse puisse être effectuée dans les meilleures conditions, le tout dans une ambiance de travail des plus agréables.

J'exprime aussi ma gratitude aux membres du jury qui ont accepté d'évaluer ce travail. Un grand merci à Monsieur Abed Mohamed AFOUNE Professeur à l'université de Guelma, d'avoir accepté la présidence du jury de soutenance. Mes sincères remerciements et ma gratitude vont aussi aux examinateurs Monsieur Lakhdar BAHY Professeur à l'université de Constantine et Monsieur Hafid BRIMA M.C. A. à l'université de Biskra.

Je tiens à remercier toutes les personnes qui m'ont aidée pour la réalisation de ce travail, et particulièrement Monsieur Baki TOUHAMI Professeur à l'école doctorale Energétique et Environnement de l'université d'Oran (USTO) pour son aide. Merci à tous mes amis, qui m'ont toujours soutenue et merci à ceux que je n'ai pas cités mais qui m'ont encouragée quotidiennement, par quelques mots ou un sourire.

*Un merci particulier à ceux sans qui je ne serai pas arrivée là où j'en suis : mes parents, ma famille et ma belle-famille Boukhedenna pour leur confiance et leur amour. A mon époux hamza pour sa présence à mes côtés, sa patience, sa compréhension, le soutien et l'équilibre qu'il m'a apportés.
Merci ...*

A la mémoire de ma chère sœur FAIZA

A ma mère

A mes enfants Samar, Maya et Abderrahim

Résumé

Cette étude concerne le domaine de l'ébullition hétérogène d'un fluide au repos sur une plaque horizontale chauffante. Elle a pour but la modélisation de flux de chaleur de l'interface solide bulle liquide ainsi que la simulation d'ébullition en film.

En premier lieu, un modèle mathématique a été développé incluant les paramètres les plus influents du phénomène d'ébullitions telles, la surchauffe, la densité des sites de nucléation et les propriétés thermo-physiques des fluides. Ce modèle mathématique généré par la méthode des plans d'expérience présente une parfaite concordance avec une large gamme des données expérimentales et ceci pour le régime d'ébullition nucléée partielle ainsi que complètement développée. Cette nouvelle corrélation constitue un plus dans l'amélioration du domaine de l'ébullition et les bons résultats obtenus montrent que le mode de croissance des bulles de vapeur dépend fortement de la valeur de la surchauffe, de la densité de site de nucléation, de la chaleur latente de vaporisation et de la tension superficielle.

Deuxièmement, une simulation de la dynamique de croissance de bulles d'ébullition (naissance, ascension, disparition et fréquence de détachement...) sous l'effet de la surchauffe a été réalisée. Cette simulation est basée sur la méthode de volume de fluide (VOF) qui est utilisée pour les fluides non miscibles à deux ou plusieurs phases. Les résultats obtenus montrent que la vitesse de croissance de la bulle et sa fréquence d'émission favorise les échanges thermiques. Donc une corrélation évidente existe entre les transferts de chaleur et la fréquence de détachement ; plus celle-ci est grande plus les transferts de chaleur sont améliorés. L'essentiel des transferts de chaleur est induit par les mouvements de liquide liés au départ de la bulle.

Donc ce travail de recherche a permis d'avoir un modèle mathématique probant pour le calcul de flux de chaleur par ébullition nucléée en fonction de différents paramètres. Il a aussi permis la simulation de l'ébullition en film décrivant la croissance jusqu'à la disparition des bulles.

Abstract

The present study concerns a heterogeneous pool boiling of a fluid at a horizontal plate. The aim of this research work is the modelling of a solid liquid bubble interface as well as the simulation of film boiling.

Firstly, a mathematical model is developed comprising the most influential parameters of the boiling phenomenon such as superheat, the nucleation site density of as well as thermo-physical fluid properties. The developed correlation which is generated by experimental design method is perfectly matching with a wide range of experimental data for partial and fully developed nucleate boiling regimes. The obtained results show that the vapor bubbles' growth process is strongly depending on values of superheat, nucleation site density, latent heat vaporization and surface tension.

Secondly, film boiling simulation regarding the dynamic growth of bubbles such as: bubbles' rise and disappearance, detachment frequency as well as superheat effects is performed. This simulation is based on the Volume of Fluid Method (VOF) which is used for immiscible fluids of two or more phases. The bubble growth velocity and its formation frequency promote heat exchange. In addition, surface tension plays a very important role in shaping the vapor bubble. Thus a clear correlation exists between the heat transfer and the detachment frequency; the more it is the greater the heat transfer is enhanced. Most of the heat transfer is induced by the movement of liquid related to the departure of the bubble.

This research work has permitted to have a conclusive mathematical model to calculate boiling heat flux including different parameters. This study also permits to simulate film boiling describing bubbles' growth and disappearance.

ملخص

هذه الدراسة تتعلق بمجال الغليان الغير متجانس فوق صفيحة معدنية أفقية مغمورة في وسط سائل في حالة ركود.

الغرض من هذا العمل هو وضع نموذج لتحديد التدفق الحراري ما بين وسطين سطح صلب وفقاعة و كذلك المحاكاة لظاهرة الغليان مع وجود طبقة من البخار

اولا: قمنا بوضع نموذج رياضي يحتوي على معاملات الاكثر تأثير على ظاهرة التحول الحراري بالغليان مثل فرط الاحماء و كثافة المواقع النووية و كذلك الخصائص الترموفيزيائية للسائل. هذه العلاقة الرياضية الناتجة من استعمال

طريقة المخطط التجريبي تقدم لنا تطابق كبير مع النتائج التجريبية و هذا في مجال التحول الحراري بالغليان النووي الجزئي و كذلك الكلي. هذه العلاقة لها اثر واضح و مهم في مجال الغليان و النتائج المتحصل عليها تثبت أن مجال نمو فقاعات البخار مرتبط بقوة مع قيمة فرط الإحماء كثافة المواقع النووية و الحرارة الكامنة و كذلك التوتر السطحي.

ثانيا: وضعنا محاكاة لآلية الغليان لدراسة ديناميكية تزايد الفقاعة و تكرار انفصالها. تحت تأثير فرط الإحماء هذه المحاكاة تستند على طريقة حجم السائل و التي تستعمل للسوائل الغير قابلة للامتزاج ذات وسطين او اكثر.

النتائج المتحصل عليها تثبت أن سرعة ازدياد حجم فقاعة البخار و تردد تشكلها ينمي التحول الحراري. أن التوتر السطحي يلعب دور هام في تحديد شكل الفقاعة. توجد علاقة واضحة بين التحول الحراري و تكرار انفصال الفقاعة كلما ازداد هذا الاخير التحول الحراري يزداد.

التحول الحراري يحث بحركة السائل و التي ترتبط بانطلاق الفقاعة. هذا العمل يسمح لنا بوضع نموذج رياضي مقنع من اجل تحديد التدفق الحراري في مجال الغليان الجزئي بدلالة مختلف المعاملات كما تسمح محاكاة ظاهرة الغليان مع وجود طبقة من البخار بدراسة ازدياد فقاعة البخار إلى غاية اختفائها.

Table des matières

Remerciement	i
Résumé	iii
Abstract	iv
ملخص.....	v
Table des matières.....	vi
Liste des figures	viii
Liste des tableaux	ix
Liste des notations	x
Liste des symboles	x
Nombres sans dimension	x
Lettres grecs	x
Sous script	xi
Introduction générale	1

Partie I :

Modélisation et développement d'une nouvelle corrélation évaluant le flux de chaleur par ébullition

I. Présentation et éléments de théorie.....	4
I.1 Introduction	4
I.2 Présentation de l'ébullition	4
I.2.1 Changement d'état liquide-vapeur.....	4
I.2.2 Équations de bilan	6
I.2.3. Mouillage et angle de contact.....	8
I.2.4. Courbe d'ébullition	9
I.2.5. Nombres adimensionnels	12
I.3. Tension superficielle	13
I.4. Nucléation	14
I.4.1. Nucléation homogène	15
I.4.2. Ébullition au voisinage d'une paroi : Nucléation hétérogène	15
I.5. Effets paramétrique	16
I.5.1. Influence des paramètres thermiques	16
I.5.2. Influence de la pression	16
I.5.3. Influence de la surface chauffante.....	17
I.5.3.1 Influence de la taille	17
I.5.3.2. Influence de l'inclinaison	18
I.5.3.3. État de surface.....	19
I.5.3.4. Influence du vieillissement de la surface	20
I.5.4. Influence des gaz dissous	20
I.5.5. Influence de la sous-saturation.....	21
I.5.6. Influence de la mouillabilité de la paroi	21
I.5.7. Influence de l'accélération de la pesanteur	22
Conclusion	23
II. Dynamique de croissance d'une bulle de vapeur	25
II.1. Introduction	25
II.2. Régimes de croissance de la bulle de vapeur	25
II.2.1. Croissance inertielle.....	25
II.2.2. Croissance par diffusion d'énergie	26
II.3. Phases de croissance de la bulle de vapeur	27
II.4. Modèles de croissance.....	30
II.4.1. Croissance par vaporisation sur toute la surface de la bulle	30

II.4.2. Croissance par vaporisation de la micro couche	32
II.4.3. Croissance dans les deux régions.....	35
II.5. Forces agissantes sur une bulle de vapeur	36
II.6. Fréquence de détachement des bulles de vapeur	37
II.7. Modes de transfert	38
Conclusion	41
III. Modélisation et proposition d'une nouvelle corrélation évaluant le flux de chaleur.....	43
III.1. Introduction	43
III.2. Méthode des plans d'expériences	44
III.2.1. Notion d'espace expérimental	44
III.2.2. Notion de surface de réponse	47
III.2.3. Notion de modélisation mathématique	48
III.2.4. Modélisation de l'ébullition nucléée par l'utilisation des plans d'expériences.....	49
III.3. Différentes corrélations de transfert de chaleur par ébullition nucléée partielle	55
Conclusion	59

Partie II :
Simulation du phénomène d'ébullition en film

IV. Simulation de la dynamique de détachement d'une bulle de vapeur	62
IV.1. Introduction	62
IV.2. Méthodes de discrétisation	63
IV.2.1. Discrétisation du domaine	63
IV.2.2. Discrétisation des équations	64
IV.2.2.1. Méthodes des différences finies (DF)	64
IV.2.2.2. Méthodes des volumes finis (VF)	64
IV.2.2.3. Méthodes des éléments finis (EF)	65
IV.3. Maillage	65
IV.3.1. Indépendance du maillage	66
IV.4. Présentation du code de calcul	66
IV.4.1. Préprocesseur "GAMBIT"	67
IV.4.2. Solveur "FLUENT"	67
IV.4.3. Post-processeur "FLUENT"	67
IV.5. Résolution numérique	67
IV.5.1. Discrétisation	67
IV.5.2. Linéarisation des équations discrétisées	69
IV.5.3. Facteurs de sous-relaxation	70
IV.5.4. Critère de convergence	71
IV.5.5. Étapes de résolution du problème	71
IV.6. Simulation d'ébullition	71
IV.6.1. Méthode de VOF	72
IV.6.1.1. Principe de la méthode VOF.....	72
IV.6.1.2. Calculs équilibrés et transitoires de la méthode VOF	74
IV.6.2. Fonctions UDF	75
IV.6.3. But des UDF	75
IV.7. Simulation d'ébullition en film	76
IV.7.1. Choix du domaine de simulation	79
IV.7.2. Maillage et Conditions aux limites	79
Conclusion	82

V. Résultats et Discussions	84
V.1. Introduction	84
V.2. Evaluation de la corrélation générée par le plan d'expérience	84
V.2.1. Flux de chaleur dans les régimes d'ébullition nucléée complètement développée	89
V.2.2. Flux de chaleur maximal	90
V.3. Evaluation des résultats de simulation numérique.....	91
V.3.1. Etude de la croissance d'une bulle de vapeur d'eau	92
V.3.1.1. Choix du maillage.....	93
V.3.1.2 Validité de la simulation	94
V.3.1.3. Evolution d'une bulle de vapeur lors de son ascension	94
V.3.1.4. Contour de la fraction volumique.....	97
V.3.1.5. Contour de la température.....	98
V.3.1.6. Contour de la vitesse	99
V.3.2. Comportement du nombre de Nusselt	100
V.3.3. Vitesse de déplacement de la bulle de vapeur	104
V.3.4. Bulles de vapeur à haute surchauffe.....	104
V.3.5. Influence des dimensions du domaine de calcul sur la dynamique des bulles de vapeur	106
Conclusion	114
Conclusion générale.....	116
Références	A
Annexe A.....	J
1. Les propriétés des différents fluides utilisées dans la première partie	J
1.1 L'Eau.....	J
1.2 Acétone.....	K
1.3 Carbone tetrachloride (CC14)	L
1.4 Hexane.....	M
1.5 R114.....	Erreur ! Signet non défini.
2. Calcul concerne la deuxième partie (si+mulation)	O
Annexe B.....	P
1. UDF d'ébullition en film	P
1.1 UDF pour l'ébullition d'eau.....	P
Index	U

Liste des figures

Figure I-1 <i>Diagramme de phase de Clapeyron pour un corps pur</i> ^[03]	6
Figure I-2 Schématisation des phases de part et d'autre de l'interface	6
Figure I-3 Schématisation de l'angle de contact d'une bulle de vapeur	8
Figure I-4 Bilan des forces de tension superficielle pour une goutte	9
Figure I-5 Courbe d'ébullition.....	10
Figure I-6 Influence de la pression sur l'ébullition [16]	17
Figure I-7 Effet de la rugosité de la paroi pour l'ébullition	20
Figure I-8 Effet du sous-refroidissement sur la courbe d'ébullition ^[31]	21
Figure I-9 Influence de la mouillabilité de la paroi sur la courbe d'ébullition ^[31]	22
Figure II-1 Représentation schématique du cycle	28
Figure II-2 Cycle d'ébullition, [ZHAO] ^[43]	29
Figure II-3 Croissance d'une bulle hémisphérique par évaporation.....	32
Figure II-4 Représentation schématique de quelques-unes des forces agissant sur une	37
Figure II-5 Transferts de chaleur entre la bulle et son environnement	39
Figure III-1 Domaine du facteur	45
Figure III-2 Espace expérimental.....	45
Figure III-3 Point expérimental.....	46

Figure III-4 Points expérimentaux disposés dans le domaine d'étude.....	47
Figure III-5 Surface de réponse	48
Figure III-6 Flux de chaleur expérimental et prédit.....	53
Figure III-7 Réponse de la prédiction du profile de flux de chaleur.....	54
Figure IV-1 Elément du maillage.....	63
Figure IV-2 Types de cellules	64
Figure IV-3 Types de maillage utilisé par "FLUENT"	66
Figure IV-4 Organigramme de calcul.....	70
Figure IV-5 Fraction volumique et propriétés de chaque cellule pour	73
Figure IV-6 Equations de bilan dans chaque phase.....	77
Figure IV-7 Maillage	80
Figure IV-8 Conditions aux limites	81
Figure V-1 Déviation relative de la corrélation de Hara	85
Figure V-2 Déviation relative de la corrélation de Nishikawa.....	85
Figure V-3 Déviation relative de la corrélation de Kocamustafaogulari	85
Figure V-4 Déviation relative de la corrélation de Sakashita & Kumada	85
Figure V-5 Déviation relative de la corrélation de Kirihara & Meyers	86
Figure V-6 Déviation relative de la corrélation de Mikic & Rohsenow	86
Figure V-7 Déviation relative de la corrélation de Tien	86
Figure V-8 Déviation relative de la Nouvelle corrélation	86
Figure V-9 Comparaison entre le flux de chaleur expérimental et prédit.....	89
Figure V-10 Evolution du flux de chaleur dans le régime d'ébullition nucléée	90
Figure V-11 Flux de chaleur critique pour différents fluides.....	90
Figure V-12 Dimension du domaine d'étude	91
Figure V-13 Evolution d'une bulle pour différents maillage.....	93
Figure V-14 Flux de chaleur en fonction de la surchauffe.....	94
Figure V-15 Profil de détachement d'une bulle de vapeur d'eau	96
Figure V-16 Contour de la fraction volumique.....	97
Figure V-17 Distribution de température(°K)	98
Figure V-18 Distribution des vitesses (m/s).....	99
Figure V-19 Variation du nombre de Nusselt en fonction	100
Figure V-20 Variation de nombre de Nusselt en fonction	101
Figure V-21 Profils de flux de chaleur à différents instants.....	102
Figure V-22 Profils de l'épaisseur de film de vapeur à différents instants.....	103
Figure V-23 Vitesse des bulles pendant leurs cycles de vie.....	104
Figure V-24 Evolution de film de vapeur à haute surchauffe	105
Figure V-25 Temps de détachement initial en fonction de la surchauffe.....	106
Figure V-26 Cycles de formation du bulles de vapeur	109
Figure V-27 Contour de la fraction volumique.....	110
Figure V-28 Evolution des bulles de vapeur.....	112
Figure V-29 Contour de la fraction volumique.....	113

Liste des tableaux

Tableau III-1 Propriétés thermo-physiques pour les différents fluides.....	50
Tableau III-2 Matrice d'expérience	51
Tableau III-3 Constantes de corrélation.....	52
Tableau III-4 Prédiction de modèle et erreurs standards	54
Tableau IV-1 Propriétés de la surface chauffante.....	79
Tableau V-1 Symboles utilisés pour identifier chaque fluide.....	84
Tableau V-2 Calcul de la moyenne des écarts absolus et relatifs	88
Tableau V-3 Propriétés des deux phases de l'eau.....	92

Liste des notations

Liste des symboles

Symbole	Unité	Définition
a	m^2s^{-1}	Diffusivité thermique
B_H	--	Groupe de propriétés thermo-physiques de fluide
c	$Jkg^{-1}k^{-1}$	La chaleur spécifique massique
D	m	Longueur de la paroi
d	m	Diamètre de la bulle
f	s^{-1}	La fréquence
g	ms^{-2}	L'accélération gravitationnelle
h	$wm^{-2}k^{-1}$	Coefficient de transfert de chaleur
h_v	Jkg^{-1}	Chaleur latente de vaporisation
L_c	m	Longueur capillaire
n	m^{-2}	Densité de sites de nucléation
p	Pa,atm	Pression
p_c	Pa,atm	Pression critique
q	w/m^2	Le flux de chaleur
R	m	Rayon de la bulle primaire
S	-	Terme source spécifiques au changement de phase
T	k	La température
t	s	Le temps
t_a	s	Temps d'attente
t_d	s	Le temps de détachement
t_{di}	s	Le temps de détachement de la première bulle
v	m/s	La vitesse
V	m^3	Le volume
$\Delta T_{sat}, \Delta T$	k	La surchauffe

Nombres sans dimension

Bi	Nombre de Biot
Bo	Nombre de Bond
Ca	Nombre capillaire
Ja	Nombre de Jacob
Nu	Nombre de Nusselt
Pr	Nombre de Prandtl
Re	Nombre de Reynolds

Lettres grecs

θ	Degrés	Angle de contact
δ	m	L'épaisseur de film de vapeur
λ	$Wm^{-1}k^{-1}$	Conductivité thermique
λ_0	mm	Longueur d'onde de l'instabilité de Rayleigh-Taylor
μ	$Kg m^{-1}s^{-1}$	Viscosité dynamique
ν	m^2s^{-1}	Viscosité cinématique
ρ	Kgm^{-3}	Masse volumique

σ	Nm ⁻¹	Tension superficielle
τ	s	Temps caractéristique

Sous script

∞	Pour le liquide : loin de la paroi
abs	Absolus
det	Détachement
exp	Expérimental
L, l	Liquide
p	Paroi
pred	Prédit
rel	Relatifs
sat	Saturation
sub	Sous saturation
s	Solide
v	Vapeur
x	Axe des abscisses
y	Axe des ordonnées

Liste des abréviations

ONB	Démarrage de l'ébullition nucléée
DNB	Départir de l'ébullition nucléée
CHF	Le flux de chaleur critique
VOF	Volume de fluide.
VC	Volume de control
2D , 3D	Deux et trois dimension
CFD	Computational fluid dynamique Simulation numérique en mécanique de fluide
UDF	User defined fuction
DF	Différence finie
VF	Volume finis

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

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

Le nombre d'études réalisées est en croissance depuis les cinquante dernières années. Néanmoins, la connaissance des transferts thermiques en ébullition reste un problème ouvert : les mécanismes de base des échanges thermiques sont encore l'objet de discussions et les corrélations qui sont utilisées pour prédire les flux de chaleur sont basées sur des expériences très spécifiques, et sont difficilement extrapolables à d'autres conditions expérimentales (fluide, pression, géométrie,....etc.).

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

Cette thèse qui s'inscrit dans cette perspective est composée de deux parties. La première partie concerne la modélisation dans le domaine de transfert de chaleur par ébullition nucléée partielle. Ceci pour le développement d'une nouvelle corrélation incluant les paramètres les plus influents sur le phénomène étudiée tel que la surchauffe, la densité des sites de nucléation et les propriétés thermophysiques des fluides. Cette corrélation est générée par la méthode des plans d'expérience. La seconde partie traite de la simulation numérique du phénomène d'ébullition en film afin de permettre une compréhension et une visualisation complète de la dynamique de croissance d'une bulle de vapeur.

La méthode des plans d'expériences est utilisée dans les études industrielles en recherche-développement. Elle intervient dans de nombreux domaines industriels (industries chimiques, pétrochimiques et pharmaceutiques, industries mécaniques et automobiles, métallurgiques...). son utilisation a pour but la prédiction par modélisation du comportement d'un procédé et la possibilité

d'interprétation des résultats expérimentaux avec une minimisation du nombre nécessaire d'expériences qui permet un gain en temps et en coût financier.

La simulation numérique entamée dans la deuxième partie, est effectuée pour le phénomène d'ébullition en film (naissance, croissance et détachement d'une bulle de vapeur), où toute la surface est recouverte par un film de vapeur, cette simulation est effectuée à l'aide au code CFD. Ce dernier résolve les équations régissant les mouvements d'un fluide, et permet de simuler les écoulements diphasiques. Cette simulation est basée sur les équations générales de la conservation de la masse (continuité), de la quantité de mouvement et de l'équation d'énergie. Le suivi de l'interface, la fraction volumique et le terme source sont assurés par la méthode VOF.

L'étude de la présente thèse a donc un double objectif :

- Proposer un modèle mathématique pour la détermination de flux de chaleur en fonction de la surchauffe, densité de site de nucléation et les propriétés thermo-physique des fluides. Ce modèle est généré à l'aide d'un plan d'expérience.
- Améliorer la connaissance de la dynamique de croissance d'une bulle de vapeur sur une surface chauffante par une simulation numérique appropriée.

La thèse est structurée de la manière suivante :

❖ Premier chapitre

Celui-ci traite plus particulièrement de l'aspect théorique de transfert de chaleur par ébullition. Il commence par un bref rappel de la thermodynamique concernant le changement d'état liquide-vapeur ainsi que les propriétés thermo-physiques de fluides. Les fondamentaux du phénomène d'ébullition comme la courbe d'ébullition, les régimes d'échange, les paramètres du phénomène d'ébullition les plus influents ainsi que le phénomène de nucléation sont ensuite indiqués.

❖ Second chapitre :

Ce chapitre concerne l'étude de la formation des bulles de vapeur ainsi que leurs mouvements dans un liquide au repos sur un élément chauffant. La dynamique de croissance et les forces agissantes sur la bulle de vapeur sont également abordées. Différents modèles concernant le taux de croissance des bulles et leur rayon de détachement sont ensuite présentés.

❖ Troisième chapitre :

Ce chapitre se focalise sur l'aspect fondamental de la méthode des plans d'expériences (MPE). Cela comprend les principales techniques mathématiques utilisées pour exprimer les variations des réponses en fonction des valeurs des facteurs. Enfin, une nouvelle corrélation, déterminant le flux de chaleur en fonction de la surchauffe, la densité de site de nucléation ainsi que les propriétés thermophysique du fluide, a été développée et présentée. Ce chapitre, se termine par l'énumération des corrélations de transfert de chaleur par ébullition les plus publiées.

❖ Quatrième chapitre :

Le quatrième chapitre présente la deuxième partie de la thèse, qui concerne la simulation numérique d'un phénomène d'ébullition en film. Le domaine d'étude et la description de l'outil numérique utilisé sont présentés. Les équations régissant le phénomène d'ébullition libre en régime laminaire, le maillage, les conditions aux limites et les critères de convergence du domaine étudié sont aussi détaillés dans ce chapitre.

❖ Cinquième chapitre :

Ce dernier chapitre présente et discute les résultats obtenus dans ce travail de recherche. Il se compose de deux parties distinctes.

La première partie concerne l'évaluation de la corrélation générée par le plan d'expérience dans le régime d'ébullition nucléée partielle. Cette évaluation est effectuée par une comparaison avec d'autres corrélations appliquées au même régime, ainsi que la détermination des erreurs absolues et réelles.

La deuxième partie discute les résultats de la simulation numérique du processus de détachement d'une bulle de vapeur dans le régime d'ébullition en film.

Cette thèse est terminée par une conclusion générale qui résume le travail de recherche entamé et les principaux résultats obtenus et propose d'éventuelles perspectives pour des recherches futures.

Partie I :

Modélisation et développement d'une
nouvelle corrélation évaluant
le flux
de chaleur par ébullition

Chapitre I

Présentation et éléments de théorie

I. Présentation et éléments de théorie

I.1 Introduction

L'ébullition désigne une configuration dans laquelle un solide chauffé est en contact avec un liquide dans les conditions de saturation ou proches de celles-ci. Les objectifs recherchés dans la plupart des applications pratiques visent à améliorer l'échange thermique entre la paroi chaude et le fluide (c'est par exemple le cas pour un système de refroidissement ou de réfrigération) ou à produire d'importantes quantités de vapeur tout en réduisant la taille de l'évaporateur (cas des générateurs de vapeur dans les installations de type centrales thermiques...). Même si dans la majorité des applications, le fluide possède une vitesse initiale lorsqu'il arrive au contact de la paroi chaude, la complexité des phénomènes rencontrés a conduit au développement de nombreuses études de laboratoire dans lesquelles le fluide est au repos. On parle dans ce cas d'ébullition libre, stagnante, en bain, en réservoir ou en vase, traductions multiples de l'anglais « pool boiling ».

Dans ce premier chapitre nous présentons une étude bibliographique détaillée du phénomène d'ébullition et de certaines propriétés thermo-physiques de fluide. Cette étude permet de décrire les différents régimes d'ébullition en fonction de la différence de température.

La génération d'une bulle de vapeur sur une paroi nécessite des conditions particulières : il faut en effet créer localement un déséquilibre thermodynamique dans le liquide pour permettre l'apparition d'un germe. Ce déséquilibre, bien qu'il puisse avoir diverses origines, provient cependant toujours d'une 'anomalie' locale telle que la pression, la température, l'impureté et la discontinuité.

Le transfert de chaleur au cours du phénomène d'ébullition est dépendants de nombreux paramètres, tels que les conditions thermiques (niveau de sous-refroidissement, flux de chauffe et température de paroi), les conditions de gravité, les propriétés de la surface de nucléation, etc. Ces facteurs sont autant de paramètres à envisager pour l'étude de ce phénomène.

I.2 Présentation de l'ébullition

I.2.1 Changement d'état liquide-vapeur

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

L'évaporation, phénomène souvent lent, découle de l'existence d'un gradient de pression partielle de vapeur entre un liquide et un gaz. Elle a lieu naturellement dès que du liquide est en contact avec de l'air dont la pression est supérieure à la pression de vapeur saturante. Elle se produit à la surface libre d'un liquide (ce qui la distingue ainsi de l'ébullition en paroi) et à une température inférieure à la température de saturation.

Ce processus se poursuit systématiquement tant que la pression de vapeur de l'eau évaporée, aux alentours de ce point, n'a pas atteint la valeur de la pression de vapeur saturante, laquelle dépend uniquement de la température locale de l'air. En outre, le processus d'évaporation est, pour une même température, d'autant plus rapide que la surface d'échange avec l'air environnant est plus vaste et que la différence entre la pression de vapeur saturante et la pression partielle de la vapeur d'eau est plus importante autour du point considéré. Ceci explique un fait couramment constaté, selon lequel la vitesse d'évaporation croît avec la température, mais également avec la vitesse de l'air, dont la force et la turbulence contribuent très sensiblement à disperser la vapeur d'eau générée par l'évaporation, et donc, à maintenir une différence plus large entre pression de vapeur saturante et pression partielle dans les environs immédiats de la surface d'échange ^[01].

L'ébullition est la formation de bulles lors d'un changement violent d'un corps de l'état liquide vers l'état vapeur. Elle a lieu naturellement dès que du liquide est en contact avec de l'air dont la pression est inférieure à la pression de vapeur saturante du liquide. Elle se produit lorsque localement, la température du liquide est supérieure à la température de saturation, et cela, que le liquide soit globalement au-dessus de la température de saturation (liquide surchauffé), à température de saturation ou en dessous de la température de saturation (liquide sous-refroidi) ^[02].

La Figure (I-1) représente le diagramme de phase de Clapeyron. La courbe de saturation est délimitée en haut par le point critique. A gauche de la courbe de saturation, lorsque le liquide est à une température inférieure à la température critique, il est dans un état stable dit « sous-refroidi ».

A droite de la courbe de saturation, lorsque la vapeur est à une température inférieure à la température critique, elle est dans un état stable dit « surchauffée ». Dans des conditions stables, il existe un palier (BF) au sein de la courbe de saturation au niveau duquel les deux phases liquide et vapeur, sont en présence et à l'état saturé. Le liquide et la vapeur peuvent aussi se trouver dans des conditions hors équilibre, dites « métastables ». Le liquide est alors à l'état surchauffé sur la portion d'isotherme (BC), et la vapeur est à l'état sous-refroidi sur la portion d'isotherme (EF). La rupture de l'état métastable induit par la nucléation fait revenir le fluide, au moins localement, à l'équilibre thermodynamique.

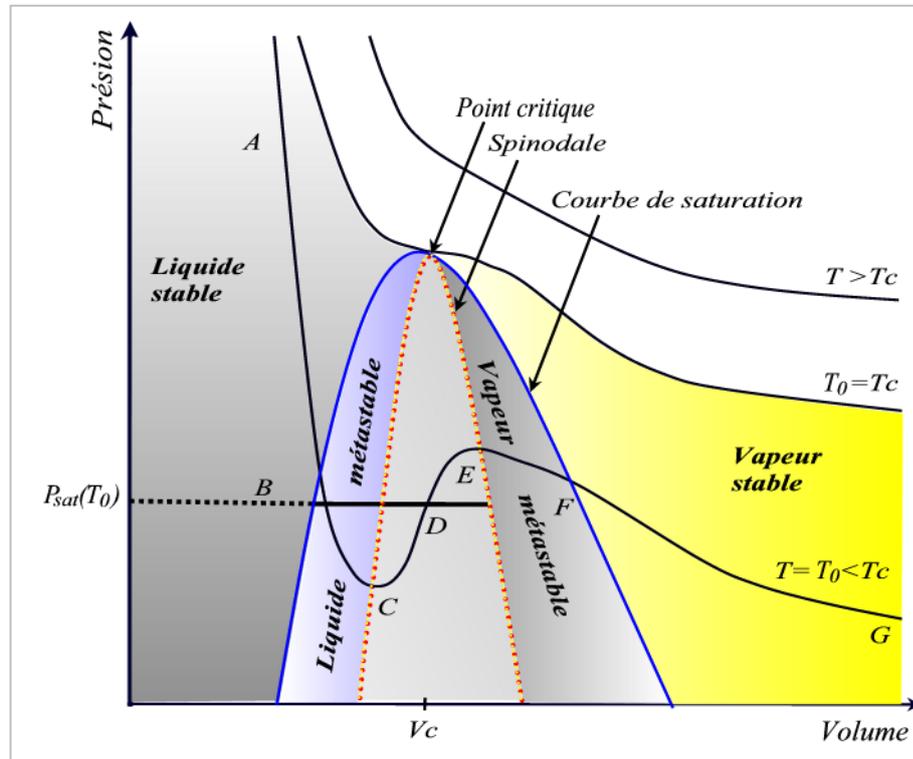


Figure I-1 Diagramme de phase de Clapeyron pour un corps pur^[03]

Dans ce travail de thèse nous considérons exclusivement le cas de l'ébullition, avec une température globale du liquide supérieure à la température de saturation.

I.2.2 Équations de bilan

La modélisation des écoulements vérifiant l'hypothèse des milieux continus (quelle que soit la nature du fluide et de l'écoulement) est fondée sur les équations de bilans^[04].

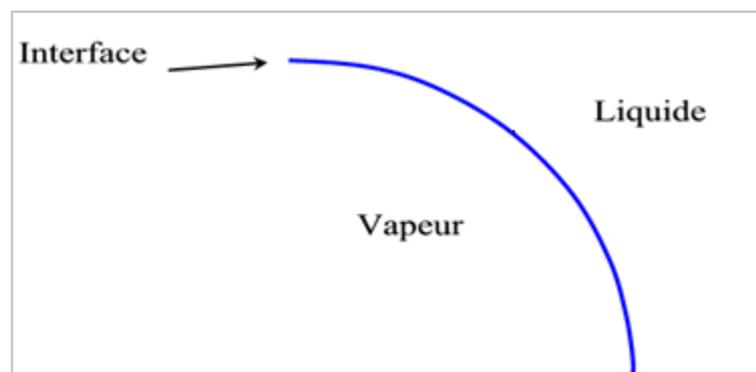


Figure I-2 Schématisation des phases de part et d'autre de l'interface

- **Equation de continuité**

Dans le cas d'un milieu continu, s'il n'y a ni apparition, ni disparition de matière au cours du mouvement, le flux de masse est alors nul à travers une surface fermée (théorème de la divergence).

L'équation de conservation de la masse s'écrit :

$$\nabla(\rho \vec{v}) = 0 \quad (\text{I.1})$$

Avec :

ρ : Masse volumique en kg/m^3

\vec{v} : Vecteur vitesse.

- **Equation de Navier Stokes (bilan de la quantité de mouvement)**

D'après la loi fondamentale de la mécanique, les forces appliquées à un système sont les sources de quantité de mouvement. Ces forces se divisent en deux catégories :

- Les forces de volume qui proviennent des forces extérieures : forces de pesanteur, forces d'Archimède (convection mixte et naturelle) et forces électromagnétiques (dans les fluides chargés électriquement).
- Les forces de surface : définies par le tenseur des contraintes.

Dans le cas où la viscosité dynamique μ est constante, l'équation de bilan de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\nabla(\rho \vec{v} \cdot \vec{v}) = \rho \vec{g} - \nabla p + \mu \Delta \vec{v} \quad (\text{I.2})$$

Où p est la pression.

- **Equation de bilan de l'énergie**

D'après le premier principe de la thermodynamique, les sources d'énergie appliquées au système sont formées par :

- la puissance des forces extérieures au domaine,
- le flux de chaleur fourni par le milieu extérieur à travers la surface,
- la puissance calorifique créée à l'intérieur du domaine (sources volumiques).

La distribution de température et le mouvement d'un fluide sont reliés par l'expression suivante :

$$\vec{v} \cdot \nabla T = \frac{1}{\rho C_p} \vec{v} \cdot \nabla p + \frac{\nu}{\text{Pr}} \Delta T \quad (\text{I.3})$$

Avec :

ν : Viscosité cinématique du fluide

C_p : Capacité calorifique à pression constante

Pr : Nombre de Prandtl

Pour notre étude, le changement de phase et l'évolution d'une bulle de vapeur en situation d'ébullition est contrôlée par les bilans inter-faciaux de masse, de quantité de mouvement et d'énergie dans deux phases liquide vapeur et l'interface.

I.2.3. Mouillage et angle de contact

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

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

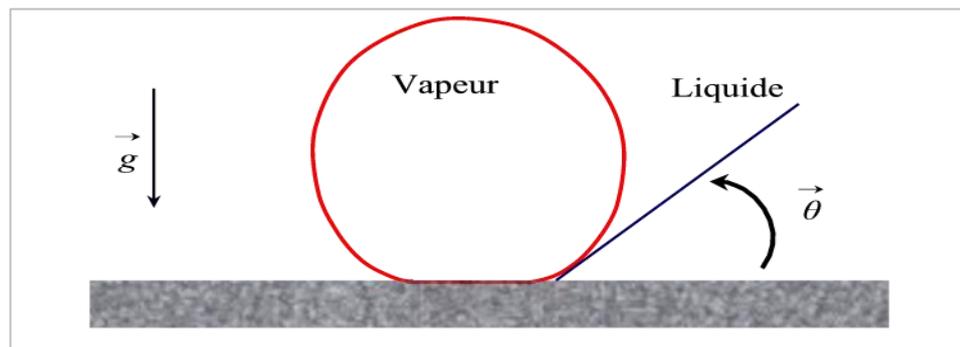


Figure I-3 Schématisation de l'angle de contact d'une bulle de vapeur créée sur un support solide dans le cas d'un liquide mouillant.

La valeur de cet angle dépend du fluide mais aussi du support. Si θ tend vers zéro, le fluide est très mouillant (cas du pentane sur une paroi parfaitement propre et polie) ; si θ est obtus, le liquide est peu mouillant (cas du mercure sur du verre). Dans de nombreux cas, l'angle est aigu. Sur la ligne triple, il y a trois interfaces: liquide-vapeur, vapeur-solide et solide-liquide.

Chaque interface est caractérisée par une tension superficielle (respectivement σ_{lv} , σ_{sv} , σ_{sl}), σ_{lv} est la tension superficielle liquide-vapeur et notée simplement σ . L'équilibre des forces inter-faciales agissant sur la ligne triple, qui se traduit par son immobilité, s'écrit (en projection dans le plan du support) ; condition de Young:

$$\sigma_{lv} \cos \theta = \sigma_{sv} - \sigma_{sl} \quad (\text{I.4})$$

L'angle de contact, dit statique, varie avec l'état de surface (chimique et physique). En présence d'une substance tensioactive, le mouillage est fort (θ proche de 0). Lorsque la ligne triple est mobile, l'angle de contact varie et on distingue un angle de contact d'avancement et un angle de recul. L'existence de films liquides fins, dont la présence joue un rôle sur les transferts thermiques, est conditionnée par la valeur de ces angles.

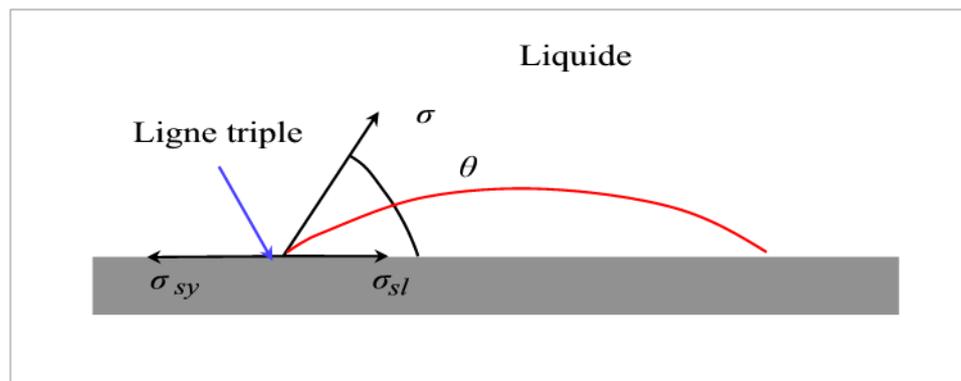


Figure I-4 Bilan des forces de tension superficielle pour une goutte

I.2.4. Courbe d'ébullition

Lors de l'ébullition hétérogène, la source de chaleur provient de la paroi. Pour que le phénomène de vaporisation ait lieu, il faut que la température de paroi dépasse la température de saturation du liquide, T_{sat} , à la pression du liquide. Plus les températures de la paroi et celle du liquide environnant la bulle seront élevées, plus la vaporisation sera forte. Ainsi, l'intensité de la vaporisation dépendra de la surchauffe à la paroi, différence entre la température de paroi, T_p et la température de saturation T_{sat} :

$$\Delta T_{sat} = T_p - T_{sat} \quad (\text{I.5})$$

L'ébullition en vase est réalisée sur une surface chauffée immergée dans un bain de liquide. La courbe d'ébullition donnant la densité de flux à la paroi en fonction de la surchauffe a été obtenue en 1934 par Nukiyama^[05] en utilisant un fil chauffant par effet de joule plongé dans un liquide porté à sa température d'ébullition^[06].

Depuis de nombreuses expériences similaires ont été menées. Dhir ^[07] a présenté une courbe d'ébullition qualitative décrivant la dépendance du flux pariétal avec la surchauffe à la paroi pour une surface (surface plane ou fil métallique) immergée dans un liquide à température de saturation et à flux imposé. Cette courbe classique, donnée en Figure (I-4), se décompose en plusieurs zones, qui correspondent à des comportements différents de l'ébullition :

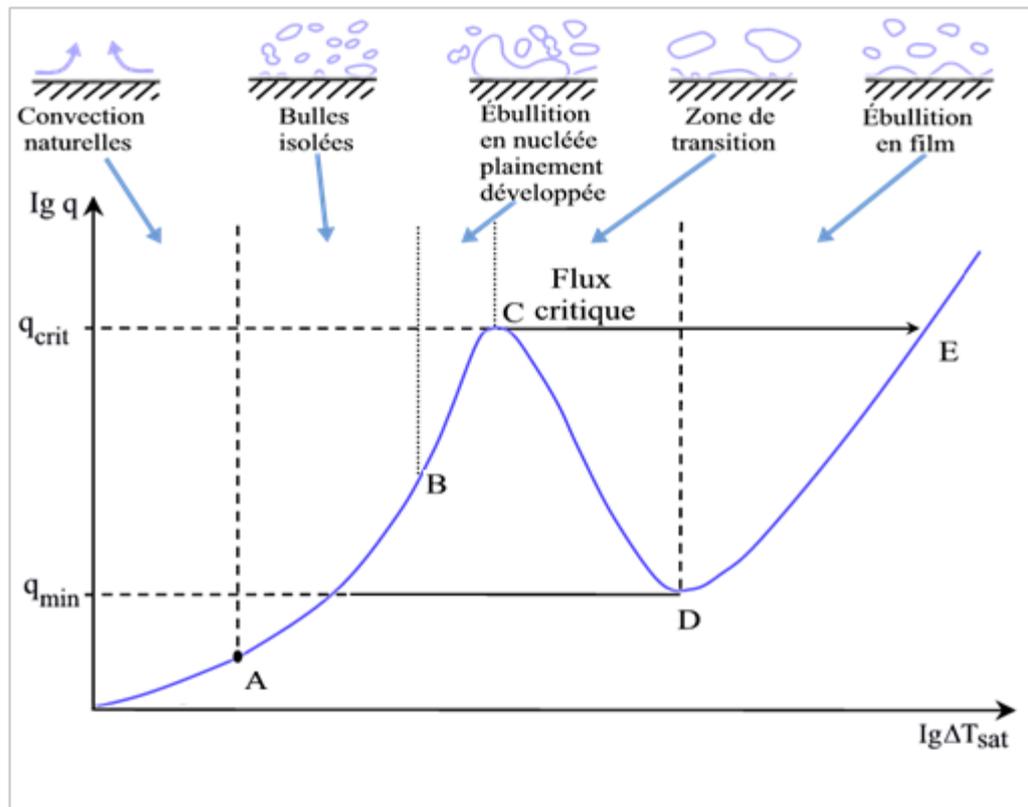


Figure I-5 Courbe d'ébullition

- **OA-Ébullition par convection naturelle (ébullition non nucléée)**

Bien que la température de paroi dépasse de quelques degrés la température d'ébullition, il n'y a pas de naissance de bulles de vapeur, et l'évaporation se fait à l'interface liquide-vapeur. L'échange entre la paroi chauffante et l'eau se fait par convection naturelle, sans changement d'état sur la surface chaude. Le transfert de chaleur est lié à la circulation du liquide sous l'effet de la différence de masse volumique conséquence des gradients de température (en l'absence d'agitation mécanique). Ce domaine est peu intéressant pour les évaporateurs dits en vase, parce que le flux et le coefficient de transfert de chaleur reste faible.

- **AC-Ébullition nucléée**

Dans ce domaine, les bulles de vapeur se forment sur la paroi de chauffe à partir des sites de nucléation, qui sont des cavités dans lesquelles un nucléus de vapeur est piégé. Ces cavités sont dues à

la rugosité de surface. L'embryon de vapeur pourra croître et mener à la formation d'une bulle si le liquide l'entourant est à une température qui dépasse la température de saturation à la pression de l'embryon de vapeur, pression supérieure à celle du liquide à cause de la pression de Laplace. La période nécessaire au liquide pour atteindre une température telle que l'embryon de vapeur piégée dans le site de nucléation puisse grandir est appelée période d'activation.

À la suite de cette période, la bulle va subir une croissance rapide. Dans un premier temps, la surpression de la vapeur due à la forte courbure de la bulle va être le facteur limitant, durant la période de croissance inertielle. Ensuite, la surpression sera négligeable, et la croissance de la bulle sera limitée par la diffusion de la chaleur dans le liquide l'environnant, diffusion permettant l'apport d'énergie nécessaire à la vaporisation. La majorité de l'énergie contenue dans une bulle sous forme de chaleur latente provient de la période de croissance diffusive.

Durant la période de croissance diffusive, l'apport d'énergie dans la bulle provient d'une part, d'une couche de liquide piégé entre l'interface de la bulle et la paroi, la microcouche, d'autre part du liquide surchauffé entourant la bulle, principalement dans la zone proche paroi.

Ensuite, la gravité va provoquer le détachement et l'éloignement de la bulle de la paroi, permettant ainsi d'évacuer l'énergie emmagasinée sous forme de chaleur latente en proche paroi.

Cette description de l'ébullition nucléée correspond au comportement théorique idéal de l'ébullition en régime de bulles isolées observable à faible flux thermique. Néanmoins, lorsqu'on est en régime d'ébullition pleinement développée, l'interaction entre les sites de nucléation ou entre les bulles va jouer un rôle de plus en plus important.

- ***Flux critique***

Lorsque la vapeur formée en grande quantité empêchant le liquide de remouiller la paroi, la courbe d'ébullition passe par un maximum (point C).

À partir de ce maximum, si la courbe d'ébullition est décrite à flux contrôlé, une légère augmentation de celui-ci entraîne une brusque augmentation de la température de la paroi du point C au point E (de plusieurs centaines de degrés Celsius); si la température de paroi du fil au point E est supérieure à la température de fusion de celui-ci, il est détruit: c'est la raison pour laquelle le point C est appelé *point critique*. Il lui correspond un *flux critique*, qui est le flux thermique maximal transmis en ébullition nucléée et sans risquer un endommagement de la paroi. On l'appelle communément *crise d'ébullition* ou « *burnout* ».

- **CD-Ébullition de transition**

Au-delà du point C, le flux diminue, avec un minimum local en D, où le fil chauffant est périodiquement baigné par le liquide, du fait d'une « gaine » de vapeur qui isole le fil chauffant ^[06]. Dans ce domaine, q et h diminuent, ce qui n'est pas intéressant pour un évaporateur (flux faible et ΔT très élevé).

En température contrôlée, une augmentation de surchauffe après le flux critique entraîne l'apparition de régime de transition. Ce régime se caractérise par de sévères et rapides fluctuations de la température de paroi locale dues à l'instabilité des poches de vapeur qui apparaissent à un endroit pour disparaître ensuite et ainsi permettre à la surface d'être remouillée. Si la surchauffe augmente, ces poches de vapeur ont une durée de vie plus longue ; ainsi, puisque l'effet isolant dure plus longtemps, il s'ensuit une diminution du flux lorsque la surchauffe augmente.

- **Point de Leidenfrost**

Plus la surchauffe augmente, plus le film de vapeur généré durant la phase de transition devient stable dans le temps. Il existe alors un point (point D sur la figure) pour lequel la surchauffe est suffisante pour maintenir un film stable de vapeur sur toute la surface ; à ce point, appelé point de Leidenfrost, sont associés une température (dite température de remouillage) et un flux minimum.

- **DE-Ébullition en film**

Au-delà du point de Leidenfrost, toute la surface est recouverte par un film de vapeur stable : c'est le régime d'ébullition en film, pour lequel le flux augmente avec la surchauffe pariétale. Ceci est la conséquence de l'augmentation des transferts par conduction et/ou convection due aux forts gradients de température dans la couche de vapeur. Une participation significative du rayonnement peut avoir lieu (en particulier aux fortes températures car, pour ce régime, la température de la paroi est de l'ordre de plusieurs centaines de degrés Celsius). Dans ce régime, le changement de phase s'effectue principalement à l'interface film de vapeur/liquide et non plus à la paroi.

I.2.5. Nombres adimensionnels

- **Nombre de Prandtl Pr , (comparaison des effets visqueux et diffusifs) :**

$$Pr = \frac{\rho \nu c}{\lambda} \quad (I.6)$$

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

- **Nombre de Bond, (comparaison des effets de gravité et capillaires) :**

$$Bo = \frac{g(\rho_l - \rho_v)L^2}{\sigma} \quad (I.7)$$

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

- **Nombre de Reynolds, (comparaison des effets d'inertie et visqueux) :**

$$Re = \frac{Lv}{\nu} \quad (I.8)$$

Avec « v » la vitesse.

- **Nombre de Jakob, (comparaison des effets de la chaleur sensible et de la chaleur latente) :**

$$Ja = \frac{\rho_l c_l \Delta T}{\rho_v h_{lv}} \quad (I.9)$$

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

- **Nombre capillaire, (comparaison des effets vis queux et capillaires):**

$$Ca = \frac{v\mu_l}{\sigma} \quad (I.10)$$

- **Nombre de Biot, (comparaison des effets convectifs et conductifs):**

$$Bi = \frac{hL}{\lambda} \quad (I.11)$$

Avec « h » le coefficient d'échange convectif.

I.3.Tension superficielle

La tension superficielle à l'interface notée σ , résulte des phénomènes d'attraction moléculaire au sein d'un liquide, qui se manifestent par une énergie de surface en Joules (J) qu'il faut dépenser pour accroître d'une unité la surface libre de liquide en (m^2), en transférant du liquide de l'intérieure vers sa surface exprimée en (J/m^2) ; mais c'est aussi la force située dans le plan de la surface libre du liquide, en (N/m) de longueur créée, elle s'écrit :

$$\sigma = \left(\frac{\partial E}{\partial A_l} \right)_{T,P,n_i} = \frac{F}{l} \quad (I.12)$$

La tension superficielle dépend de la nature du liquide considéré et du milieu continu (gaz, solide ou liquide) avec lequel ce dernier est en contact, ainsi que de la température et de la concentration pour les solutions.

Pour l'eau pure en contact avec l'air, on a $\sigma = (128 - 0.185 T) \cdot 10^{-3}$.

Soit $\sigma = 0.059 \text{ N.m}^{-1}$ à 100°C et $\sigma = 0.066 \text{ N.m}^{-1}$ à 60°C .

Pour l'interface liquide/vapeur, la tension superficielle résulte du déséquilibre des forces de cohésion existant entre les molécules constituant du liquide, à l'interface liquide/vapeur.

La loi de Laplace, en considérant une bulle de vapeur sphérique de (rayon R), relie la tension de surface à une surpression interne ΔP , selon ^[8] ;

$$\Delta P = (P_{\text{int}} - P_{\text{ext}}) = \frac{2\sigma_L}{R} \quad (\text{I.13})$$

Cette équation démontre la difficulté de naissance d'une bulle de vapeur, dans la mesure où un petit rayon initial demande une grande surpression ΔP , correspondant à un grand écart de température par rapport à l'équilibre thermodynamique existant hors de la bulle (P_{ext}). Seul quelques sites ou une courbure initial de la surface liquide préexiste, seront actifs pour la nucléation, le nombre de sites actifs augmentant avec l'écart à l'équilibre ΔP où ΔT . Par contre, la surface supérieure du liquide (grand rayon de courbure) permet la mise à l'équilibre, ce qui correspond à une situation d'ébullition en surface du liquide dite « non nucléée ».

Pour une surface plane, la tension de surface est la force qui ramène les molécules de la surface vers le cœur de la phase. Cette force dépend de la nature des espèces chimiques en présence et des conditions de température et de pression. Il est à noter que la présence de surfactants sur une interface peut diminuer de manière conséquente la valeur de la tension de surface. De par sa forte dépendance vis-à-vis de la température et/ou de la nature chimique des espèces en présence, un gradient de tension de surface peut exister et être responsable de l'apparition d'instabilités de type Marangoni ^[09].

I.4. Nucléation

La nucléation concerne les conditions d'apparition d'une transition de phase. Dans notre étude, nous traiterons du cas particulier de l'apparition de la phase vapeur au sein d'un liquide. La nucléation au sein des liquides concerne deux grandes classes de problèmes : dans le cas de l'ébullition, le changement d'état est induit, à pression constante, par une augmentation de la température du liquide au-delà de sa température de saturation. Lorsqu'elle se produit en paroi, l'apparition de l'ébullition se traduit par une augmentation sensible des transferts thermiques mais peut aussi conduire à l'apparition de phénomènes d'érosions.

Dans le cas de la cavitation, le changement d'état est induit, à température constante, par une diminution brutale de la pression du liquide en dessous de sa pression de saturation. L'apparition des bulles de vapeur au sein d'un fluide surchauffé peut être induite par de la nucléation au sens propre de terme, ou par l'activation de noyaux de vapeur ou de gaz. La nucléation concerne la production d'embryons de vapeur au sein du fluide, résultant de fluctuations locales de masse volumique.

La transition de phase liquide-vapeur se développe dès lors que la taille des embryons devient supérieure à une taille critique fonction de la température du système. La nucléation homogène concerne la formation de bulles au sein d'un liquide surchauffé. La nucléation à l'interface du liquide métastable et d'une autre phase (typiquement une paroi solide) est appelée nucléation hétérogène. L'activation de noyaux de vapeur ou de gaz est conditionnée par la présence d'embryons stables au sein du liquide (on parlera de germe) ou piégés en paroi ^[10].

I.4.1. Nucléation homogène

On appelle nucléation homogène l'apparition de bulles de vapeur au sein d'un liquide pur, suite à l'abaissement brutal de la pression ou à une augmentation de la température au-dessus de la température de saturation. Le phénomène de nucléation spontanée au sein d'un liquide exempt de tout germe (particules solides, microbulles de gaz non soluble) est complexe. La probabilité que la nucléation homogène se produisant dépend de la cinétique de formation de l'embryon de vapeur. On suppose l'existence, au sein du liquide, de rassemblements de molécules de haute énergie susceptibles de devenir des embryons gazeux.

Le taux de nucléation est fortement lié à la température : il existe donc une gamme de températures seuil au-dessous de laquelle il n'y a pas nucléation et, au-dessus de laquelle, la nucléation s'amorce presque immédiatement (limite cinétique de surchauffe) ^[11].

I.4.2. Ébullition au voisinage d'une paroi : Nucléation hétérogène

En pratique, l'ébullition a lieu à la surface de parois chauffantes : la nucléation est alors dite hétérogène et la formation des bulles dans cette situation nécessite une énergie beaucoup plus faible que dans le cas de la nucléation homogène. Plusieurs éléments peuvent être la cause de la naissance de bulles dans ces conditions :

- la présence de gaz incondensables dissous,
- des particules en suspension,
- des imperfections sur la paroi solide.

Nous nous intéresserons plus particulièrement à la formation de bulles de vapeur à partir de cavités sur des parois solides. Le germe qui provoque la naissance d'une inclusion est généralement une cavité d'un diamètre extérieur de quelques microns présente à la surface du solide. Toutes les cavités ne sont pas « activables » ; certaines sont totalement envahies par le liquide et de ce fait la géométrie interne de la cavité a un rôle certain. Pour la majorité des matériaux et des liquides utilisés, le rayon de courbure R du ménisque formé dans la cavité est supérieur au rayon équivalent r de la cavité. Le rayon r est souvent suffisant pour caractériser l'activation d'un site de nucléation ^[12].

I.5. Effets paramétrique

Les paramètres thermiques jouent un rôle important sur le phénomène d'ébullition et la dynamique de croissance des bulles de vapeur. En conséquence, les transferts thermiques sont modifiés. La pression, l'état de la surface et d'autres paramètres jouent eux aussi un rôle important. La section suivante présente l'influence de ces paramètres sur le transfert de chaleur par ébullition.

I.5.1. Influence des paramètres thermiques

Les paramètres thermiques, tels que la puissance de chauffe, la surchauffe et le niveau de sous-refroidissement ont des influences plus ou moins marquées. Forster et Greif ^[13] ont montré que le niveau de sous-refroidissement semble avoir un effet négligeable sur les transferts de chaleur au cours de l'ébullition nucléée sous gravité normale, mais a, en revanche, un effet important sur le flux de chaleur critique. D'un point de vue hydrodynamique, une augmentation du niveau de sous-refroidissement agit en re-condensant la vapeur créée sur la surface chauffante, ce qui permet à la phase liquide de remouiller la surface, retardant ainsi le flux de chaleur critique.

Kutateladze ^[14] avait déjà supposé que le flux de chaleur critique devrait être plus élevé, en sous-refroidi que dans des conditions de saturation, de la quantité d'énergie nécessaire pour amener le liquide d'un état sous-refroidi à un état saturé. Hijikata et al ^[15] ont étudié le phénomène d'ébullition sur des microéléments de 50 et 100 μm maintenu à flux constant. Ils ont observé qu'à faible flux, la température de l'élément change périodiquement lorsque la bulle grossit et se détache.

Cependant, à flux élevé, la variation périodique de la température n'a plus lieu car une partie de la surface de l'élément demeure asséchée. Ainsi, la puissance de chauffe imposée à un élément joue sur la périodicité, et en conséquence sur les transferts de chaleur au niveau de la surface de nucléation.

I.5.2. Influence de la pression

Un des principaux facteurs agissant sur la courbe d'ébullition est la pression. Pour un couple fluide-paroi, une augmentation de la pression entraîne une diminution de la surchauffe nécessaire à l'apparition de l'ébullition nucléée, c'est-à-dire un décalage de la courbe d'ébullition vers la gauche ; figure (I-6). Le flux critique dépend également fortement de la pression du fluide.

Il augmente avec la pression tant que celle-ci reste inférieure à un tiers de la pression critique ; au-delà il décroît notablement. Pour l'eau, la densité de flux maximale est de l'ordre de $4 \text{ MW}\cdot\text{m}^{-2}$ pour une pression de 70 bars alors qu'à 1 bar elle est de l'ordre de $1 \text{ MW}\cdot\text{m}^{-2}$.

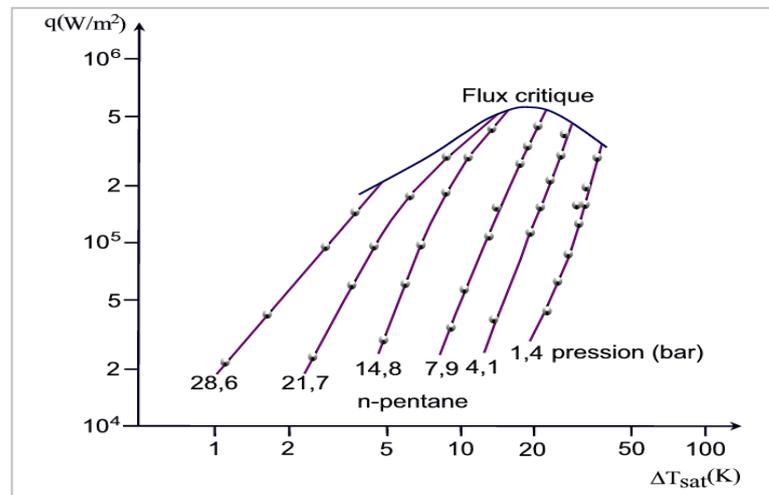


Figure I-6 Influence de la pression sur l'ébullition [16]

I.5.3. Influence de la surface chauffante

I.5.3.1 Influence de la taille

Le comportement du phénomène d'ébullition peut être très différent suivant la taille de l'élément ^[17, 18]. Le nombre total des sites de nucléation est en effet lié à la taille de l'élément car celle-ci peut être inférieure à la distance moyenne qu'il y aurait entre deux sites de nucléation sur un élément plus large. En conséquence, suivant la taille de l'élément, les surchauffes atteintes au cours de l'ébullition peuvent varier, l'ébullition pouvant être déclenchée pour des températures de paroi plus élevées.

Bakhru et Lienhard ^[19] ont ainsi étudié l'ébullition sur de fins fils métalliques : ils analysent, en fonction de la température, le transfert thermique sur des petits fils horizontaux immergés dans l'eau et dans quatre liquides organiques. Ils ont trouvé que lorsque le rayon du fil est suffisamment petit, les transitions hydrodynamiques dans la courbe d'ébullition disparaissent et la courbe devient monotone. A partir de cette courbe, ils ont identifié trois modes d'évacuation de chaleur : un mode de convection naturelle, un mode mixte d'ébullition en film et de convection naturelle et un mode d'ébullition en film. Par ailleurs, les points de Leidenfrost et de flux de chaleur critique ne sont pas observés.

Ce qui les a mené à la conclusion qu'ils disparaissent sous la condition suivante :

$$\frac{L_{element}}{L_c} < 0.01 \text{ avec}$$

$L_{element}$: La taille de l'élément chauffant et L_c : la longueur capillaire donnée par :

$$L_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (I.14)$$

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

$$\frac{L_{element}}{L_c} > 0.15 \quad (I.15)$$

1.5.3.2. Influence de l'inclinaison

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

Au cours de l'ébullition réalisée sur des fils (flux constant), Straub *et al* ^[20] ont noté que l'influence de la gravité était très faible. A contrario, pour de l'ébullition réalisée sur des éléments plans à flux constant élevé, Oka *et al* ^[21] ont noté une dépendance importante des transferts de chaleur au niveau de la surface avec la gravité.

L'influence du niveau de gravité sur les phénomènes d'ébullition nucléée est fortement corrélée à la géométrie et la taille de l'élément. En effet, si les forces agissant sur le départ des bulles sont suffisantes, la bulle peut se détacher de l'élément dans n'importe quelle direction. Par ailleurs, l'effet de sillage lors du départ des bulles précédentes éloigne les bulles de la surface.

Rainey *et You* ^[22], et par la suite Qiu *et Dhir* ^[23], ont montré que l'inclinaison d'un élément plan non poreux modifie les performances lors de l'ébullition nucléée. Ces derniers ont créé une bulle de vapeur unique sur un site artificiel sous une surface chauffante en silicium. L'inclinaison de leur surface varie de 5° à 75°. Le flux de chaleur transféré est plus important que pour une surface plane, ce qui serait dû aux effets de sillage lors du glissement de la bulle le long du plan incliné.

I.5.3.3. État de surface

Hijkata *et al* ^[15] ont étudié, pour du FX-3250, l'effet sur la courbe d'ébullition de la présence d'un dépôt d'alumine (Al_2O_3) sur la surface de nucléation.

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

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

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

Rainey et You ^[22] ont étudié l'influence de la porosité d'une surface sur les transferts de chaleur, dans du FC-72 à température de saturation. Les résultats des mesures sur la surface non poreuse montrent que les performances lors de l'ébullition nucléée dépendent de l'orientation de l'élément chauffant. En revanche, les portions des courbes d'ébullition en régime nucléée pour les surfaces poreuses se superposent en une seule courbe et ce quelle que soit l'orientation de l'élément. Ainsi, une surface poreuse a des performances indépendantes de l'orientation de l'élément.

Par la suite, Auracher et Marquardt ^[24] et Hohl et al ^[25] ont réalisé des études du phénomène d'ébullition à flux de chauffe et à température de paroi imposée. Le but de leurs expérimentation était de montrer l'influence de l'état de surface (propre ou pas) et du type de liquide utilisé (mouillant, ou peu mouillant). En effet, ils ont montrés que le mouillage a un effet important lors de l'ébullition de l'eau, et que les propriétés thermiques et l'épaisseur de la paroi affectent aussi l'ébullition. Ils ont travaillé avec du FC-72, de l'eau et de l'isopropanol, en réalisant l'ébullition sur une surface de cuivre. Afin de réaliser des mesures des variations de la température de paroi, des micro-thermocouples ont été placés sous la surface et la bulle de vapeur était créée sur l'élément chauffant ^[26].

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

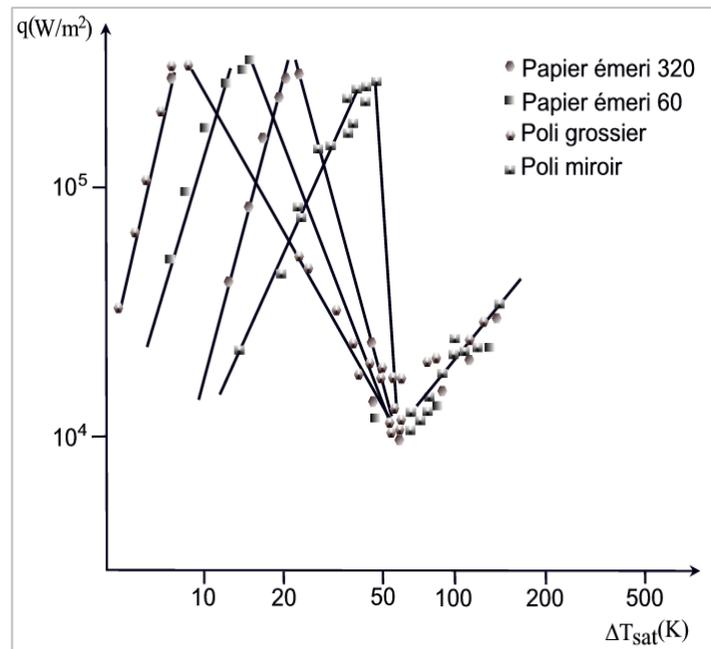


Figure I-7 Effet de la rugosité de la paroi pour l'ébullition du pentane sur une paroi de Cuivre[27]

Une augmentation de la rugosité a pour effet de déplacer la courbe d'ébullition nucléée vers les faibles surchauffes de la paroi. Ainsi, la surchauffe correspondant au flux critique $\Delta T_{sat} = T_{critique} - T_{sat}$ baisse, alors que la surchauffe relative au point de Leidenfrost $\Delta T_{sat} = T_{leidenfrost} - T_{sat}$ reste inchangée ; figure (I-7).

L'écart $T_{leidenfrost} - T_{critique}$ est donc d'autant plus élevé que la rugosité croît. En revanche, la rugosité n'a que peu d'influence sur la valeur des flux extrémaux.

I.5.3.4. Influence du vieillissement de la surface

Il est généralement difficile d'obtenir des résultats reproductibles sur une paroi. Des phénomènes de contamination ou de corrosion peuvent en effet se produire au fil du temps ou des utilisations: les courbes d'ébullition sont alors déplacées vers la droite du fait de l'apparition de résistances thermiques supplémentaires qui entraînent une diminution du coefficient d'échange [28].

I.5.4. Influence des gaz dissous

Lorsque des gaz dissous sont présents dans le liquide, il est possible d'observer des bulles de dégazage préalablement à l'apparition de l'ébullition nucléée. L'ascension de ces bulles crée des mouvements convectifs qui augmentent les échanges thermiques [29].

I.5.5. Influence de la sous-saturation

Lorsque le liquide loin de la paroi chauffée est à une température inférieure à la température de saturation, la courbe d'ébullition nucléée n'est que peu modifiée, figure (I-8).

En revanche, on note une forte influence de la sous-saturation sur la densité de flux critique. En effet, la vapeur émise par la paroi chauffée a tendance à se condenser dès qu'elle rencontre le liquide sous-refroidi, ce qui facilite le retour du liquide vers la paroi chaude. Ivey et morris ^[30] ont postulé que le flux critique en condition de sous-saturation est plus élevé qu'en condition de saturation de la quantité de chaleur nécessaire pour porter le liquide le sous-refroidi à saturation.

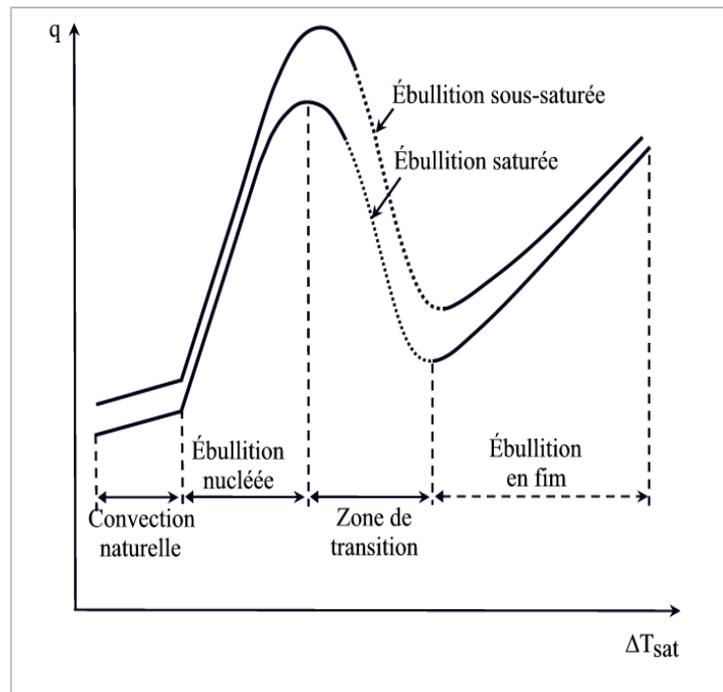


Figure I-8 Effet du sous-refroidissement sur la courbe d'ébullition ^[31]

L'ébullition de transition est également modifiée par le sous-refroidissement du fluide, mais il existe peu de données à ce sujet. Le coefficient d'échange est augmenté pour l'ébullition en film, mais cet effet tend à disparaître lorsque la contribution des échanges radiatifs devient grande.

I.5.6. Influence de la mouillabilité de la paroi

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 ^[32].

Wang & Dhir ^[33] 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 diminuent).

Pour un liquide non mouillant (par exemple, eau sur une paroi en Téflon), la courbe d'ébullition est représentée sur la figure (I-9). Il subsiste des incondensables ou de la vapeur dans des défauts ou des cavités de la paroi, ce qui favorise le déclenchement de l'ébullition. La vapeur générée a tendance à s'étaler sur la paroi pour former une couche de vapeur (coalescence latérale), ce qui peut engendrer une transition directe vers l'ébullition en film. Ainsi, le flux croît de façon monotone avec la surchauffe. L'augmentation de l'angle de contact se traduit par une diminution du flux critique.

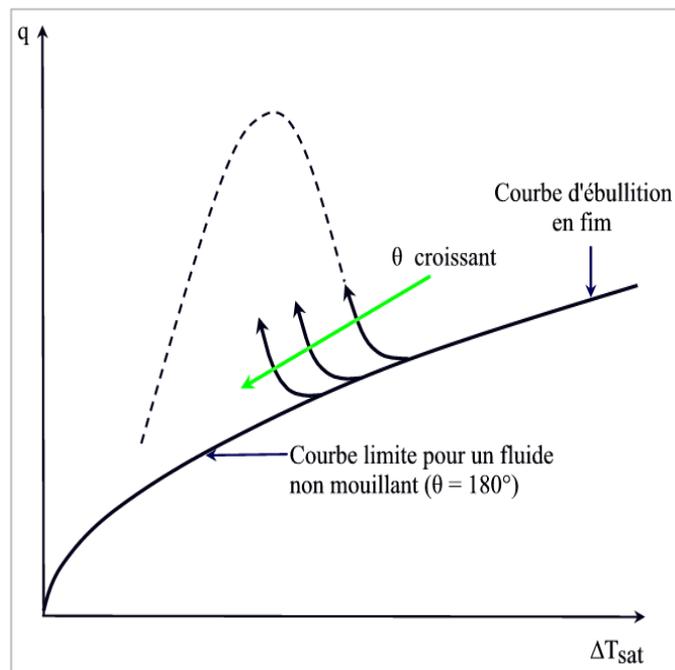


Figure I-9 Influence de la mouillabilité de la paroi sur la courbe d'ébullition [31]

I.5.7. Influence de l'accélération de la pesanteur

L'accélération de la pesanteur, en particulier dans le cas de niveaux de gravité réduits, ne modifie pas notablement les coefficients d'échange en ébullition nucléée. En état de gravité réduite, les bulles atteignent un volume plus grand qu'en état de pesanteur terrestre mais ont tendance à stagner sur la paroi. Cette présence d'une grande quantité de vapeur à la paroi abaisse le flux critique.

Il est donc nécessaire d'avoir recours à d'autres moyens pour augmenter le flux critique, tels l'application d'un champ électrique [34].

Conclusion

Ce premier chapitre a permis de présenter de manière complète et assez théorique le phénomène d'ébullition. Il ressort des différentes notions concernant les régimes d'échanges, la nucléation et la tension superficielle ainsi que l'angle de contact que ces paramètres s'avèrent plus ou moins liés entre eux. En d'autres termes l'ébullition dépend de nombreux facteurs qui sont autant de paramètres à prendre en considération pour étudier ce phénomène. Comme mentionné dans ce chapitre un très grand nombre de travaux de recherche concernant le phénomène d'ébullition ont été effectués ou sont en cours et il ressort de l'ensemble de ces travaux plusieurs points importants.

L'ébullition est un phénomène complexe et dépendant de nombreuses variables telles que :

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

Ces différents paramètres ne sont pas indépendants et la variation de l'un d'entre eux peut changer complètement l'importance relative de certains des autres.

Chapitre II

Dynamique de croissance d'une bulle de vapeur

II. Dynamique de croissance d'une bulle de vapeur

II.1. Introduction

Les applications industrielles ont motivé un très grand nombre d'études expérimentales sur la vaporisation des liquides au repos où en mouvement sur une paroi chauffante. Malheureusement la plupart des expériences sont difficiles à interpréter de par leur complexité : écoulement de liquide turbulent, nombreuses bulles, présence de transferts thermiques et massiques en ébullition. Les modèles dynamiques basés sur l'écriture d'un bilan des forces agissant sur la bulle en croissance sont souvent utilisés pour tenter de prédire le détachement de la bulle, mais rarement avec succès. La difficulté principale vient du fait qu'il n'existe pas d'expression théorique des différentes forces (traînée, portance...) agissantes sur une bulle attachée à la paroi d'une surface chauffante.

Dans notre travail le transfert de chaleur est présenté comme une combinaison des effets de la convection libre, de changement de phase liquide-vapeur (évaporation de la microcouche, condensation), de la micro-convection et de la conduction transitoire...etc. Or, il est important de réussir à comprendre la contribution de chacun de ces effets aux transferts de chaleur lors de la croissance d'une bulle de vapeur.

Ainsi, les modes de transfert de chaleur qui dominent le phénomène d'ébullition, recensés dans la littérature, sont présentés dans cette section.

II.2. Régimes de croissance de la bulle de vapeur

La croissance de la bulle fait apparaître deux phases successives : la première phase pendant laquelle la croissance est très rapide, contrôlée par les forces d'inertie du liquide, suivie d'une autre phase limitée par la diffusion thermique dans le liquide, correspondant à une croissance plus lente. L'énergie apportée par conduction dans le liquide à l'interface est utilisée pour vaporiser du liquide. Pour une croissance sur une paroi, ces deux phases se distinguent par un changement de forme de la bulle de vapeur (dans le cas d'une bulle créée sur une paroi chauffante : passage d'une forme hémisphérique à une forme sphérique) ^[35].

II.2.1. Croissance inertielle

Elle intervient en début de croissance et l'évolution de la bulle est principalement contrôlée par le bilan de quantité de mouvement. La pression à l'intérieur de la bulle est quasiment constante de sorte que l'écart de pression entre la vapeur et le liquide l'est aussi. Dans ces conditions, la croissance de la bulle peut être exprimée analytiquement (Rayleigh, 1917) ^[36].

Lorsque les effets de tension interfaciale sont négligeables devant le gradient de pression ΔP , le rayon varie linéairement avec le temps et la vitesse à l'interface est par conséquent constante :

$$\frac{dR}{dt} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{\Delta P}{\rho_l}} \quad (\text{II.1})$$

II.2.2. Croissance par diffusion d'énergie

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

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

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

Temps caractéristique du régime inertiel :

$$\tau_{inertiel} = R_0 \sqrt{\frac{\rho_l}{P_{sat}(T_0) - P_0}} \quad (\text{II.2})$$

Temps caractéristique du régime diffusif :

$$\tau_{diffusif} = \frac{R_0^2}{a_l Ja^2} \quad (\text{II.3})$$

Avec Ja qui est le nombre de Jakob ; (son expression est présentée dans l'équation (I.9)).

En définissant B comme le rapport de ces temps caractéristiques :

$$B = \frac{\tau_{inertiel}}{\tau_{diffusif}} = \frac{a_l Ja^2}{R_0} \sqrt{\frac{\rho_l}{(P_{sat}(T_0) - P_0)}} \quad (\text{II.4})$$

On a alors :

- $B \ll 1$: croissance inertielle
- $B \gg 1$: croissance diffusive
- $B \approx 1$: les deux régimes

II.3. Phases de croissance de la bulle de vapeur

Il est fondamental d'étudier les paramètres physiques contrôlant la croissance d'une bulle de vapeur ainsi que les forces qui conditionnent son détachement de la paroi, puisque les transferts de chaleur dépendent de la dynamique de la croissance mais aussi des transferts de chaleur convectifs qui ont lieu lorsque la bulle de vapeur se détache de la paroi chauffée. La tension de surface nous apparaît comme un paramètre essentiel.

La croissance d'une bulle de vapeur en paroi surchauffée s'effectue toujours à partir d'un site de nucléation. Ces sites de nucléation sont généralement des cavités d'un diamètre extérieur de quelques microns contenant un embryon de vapeur (ou de gaz incondensables) à partir duquel une bulle de vapeur pourra croître. En théorie, seules des cavités dont le rayon est supérieur à un rayon critique sont activables. Le rayon critique à partir duquel on pourra observer une croissance de bulle est donné par la relation suivante :

$$r_{\min} = \frac{2\sigma(T_0)T_{\text{sat}}(P_0)}{(T_0 - T_{\text{sat}}(P_0))\rho_v h_{LV}} \quad (II.5)$$

Où T_0 est la température du liquide et P_0 sa pression.

Notons que la tension superficielle joue un rôle direct et pour une paroi donnée, une baisse de la tension superficielle donnera lieu à une activation possible d'un plus grand nombre de sites. Typiquement pour de l'eau à pression atmosphérique, le rayon minimum est de l'ordre du micron.

Intéressons-nous maintenant au cycle de vie d'une bulle de vapeur sur une paroi surchauffée. Selon Carey (1992) ^[31], une bulle de vapeur en croissance sur une paroi surchauffée au sein de la couche limite thermique n'est pas de forme sphérique. Le cycle d'ébullition peut être décomposé en cinq phases ; figure (II-1):

- La première phase (a) correspond à une destruction de la couche limite thermique provoquée par le départ de la bulle précédente. Le liquide à la température T_0 est mis en contact avec la paroi surchauffée à la température T_p .
- Pendant un temps d'attente t_a , la conduction transitoire entre le liquide et la paroi permet l'établissement de la couche limite thermique, phase (b).
- Lorsque la croissance de la bulle s'amorce, une partie de l'énergie nécessaire au changement de phase provient des zones adjacentes surchauffées, phase (c). Sa forme est hémisphérique. L'embryon de vapeur peut alors émerger rapidement de la cavité, sa cinétique de croissance est limitée par les effets d'inertie du liquide environnant. La bulle de vapeur ainsi formée devient sphérique. On observe à la base de la bulle, une fine couche de liquide connue sous le nom de microcouche d'évaporation.

- Lorsque le transfert de chaleur ne permet plus une croissance rapide de la bulle, les effets de tension superficielle tendent à donner une forme sphérique à la bulle, phase (d).
- Enfin, lorsque les forces favorables au détachement de la bulle sont supérieures aux forces qui tendent à la maintenir en paroi (force capillaire et force de pression de contact), la bulle se détache et un nouveau cycle peut s'amorcer, phase (e).

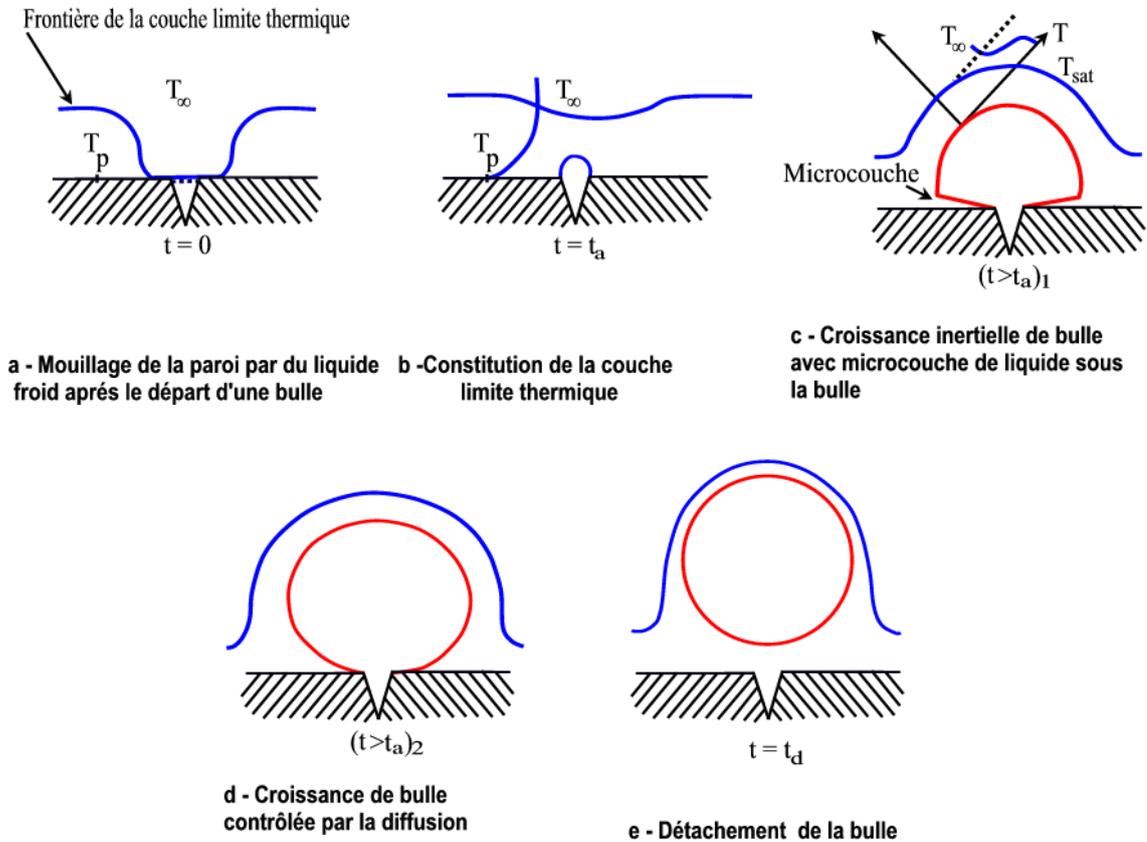


Figure II-1 Représentation schématique du cycle d'ébullition sur une paroi, d'après V. P. Carey^[31]

Jusqu'à présent, deux théories se sont affrontées pour décrire la croissance dynamique de la bulle en paroi, l'une postulant que la croissance de la bulle est due à une évaporation sur toute la surface de celle-ci. Ces auteurs ont traité le problème en deux phases, la première phase correspond à un problème de conduction instationnaire dans le liquide et la deuxième phase correspond à la croissance de la bulle de vapeur.

L'autre théorie admet que la croissance de la bulle s'effectue par évaporation de la microcouche fluide^[37]. Que l'on considère l'une ou l'autre des approches, l'évolution du rayon de la bulle est donnée par une expression tenant compte des effets de chaleur sensible par rapport à l'énergie de vaporisation (nombre de Jakob) et de la diffusivité thermique du liquide, de la forme : $R(t) \propto Ja \sqrt{at}$. Dans cette relation, l'effet de la tension superficielle est masqué et est difficile à quantifier.

Dans le cas d'une bulle unique créée dans un bain d'eau sous-refroidie, les différentes étapes constituant le cycle de la bulle (« vie » de la bulle) sont exposées dans la Figure (II-2), selon Zhao et al [38]. Dans ces conditions, la phase de la présence de la bulle sur le fil de platine est décomposée comme suit :

- Une période initiale (a) au cours de laquelle la bulle est semi-sphérique. La croissance se fait depuis un germe actif et une microcouche est présente sous la bulle.
- Une seconde période (b) liée à l'évaporation au niveau de la microcouche. La bulle change de forme et atteint une géométrie quasi sphérique. La couche de liquide qui se trouve sous la bulle est plus épaisse que la microcouche de liquide.
- Une période de condensation (c), qui survient après l'assèchement de la microcouche.

Le changement de phase se fait surtout au niveau du dôme de la bulle. Le transfert de chaleur par évaporation au niveau du dôme est plus faible que celui au niveau de la microcouche. Le phénomène de condensation au niveau du dôme de vapeur devient prépondérant.

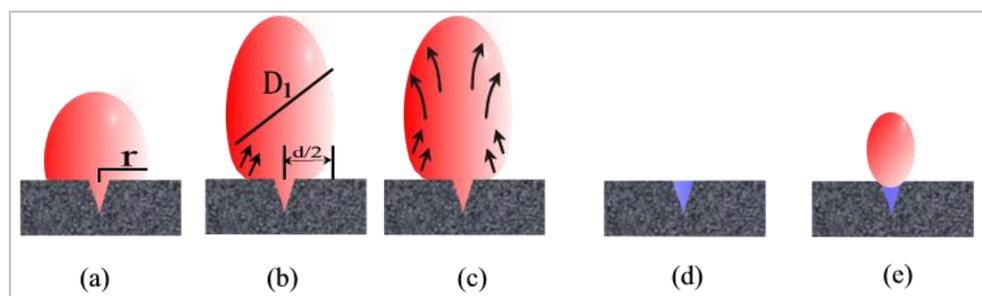


Figure II-2 Cycle d'ébullition, [ZHAO] [43]

- Le temps d'attente (d) survient dès que la bulle de vapeur s'est « effondrée ».

Du liquide sous-refroidi est ramené sur la paroi et la couche limite thermique se re-forme par conduction transitoire dans ce liquide sous-refroidi.

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

A un flux constant, Zhao et al [38] supposent la capacité thermique de la paroi comme étant faible et ils déterminent les variations temporelles de la température de paroi ainsi que l'épaisseur de la couche limite. A flux ou à température de paroi constante, le temps d'attente de la formation de la deuxième bulle augmente avec le sous-refroidissement. De plus, pour une paroi à température constante, ce temps d'attente est inversement proportionnel à la surchauffe de la paroi. Expérimentalement, en présence de liquide sous-refroidi, la bulle hémisphérique apparaît sur le site de nucléation, croît, se re-condense et soit « s'effondre », soit part de la surface.

II.4. Modèles de croissance

En fait les mécanismes qui régissent la croissance de la bulle sont plus complexes. Puisque d'une part, la présence de la paroi impose un gradient de température qui vient modifier les échanges thermiques dans la zone liquide. D'autre part, et d'un point de vue hydrodynamique, la symétrie sphérique n'étant plus systématique ; par conséquent la résolution de l'équation de quantité de mouvement dans le liquide est plus compliquée. Différents auteurs se sont alors intéressés aux modes de vaporisation contribuant à la croissance de la bulle, à savoir:

- (a) sur toute la surface de la bulle,
- (b) celle du liquide contenu dans la micro couche située entre le pied de la bulle et la paroi,
- (c) et enfin la combinaison de ces deux modes d'évaporations.

II.4.1. Croissance par vaporisation sur toute la surface de la bulle

L'approche de Mikic et al ^[39] consiste à mettre en équation l'énergie cinétique du liquide autour d'une bulle sphérique attachée à la paroi. La bulle croît dans un liquide uniformément surchauffé. L'équation de Clausius-Clapeyron linéarisée permet d'obtenir une relation entre la température et la pression de la bulle, tandis que l'évolution temporelle du rayon de la bulle est supposée linéaire par la solution de Rayleigh (croissance de la bulle contrôlée uniquement par les forces d'inertie) :

$$R = \frac{2}{3} \frac{B^2}{A} \left[\left[\left(\frac{A}{B} \right)^2 t + 1 \right]^{\frac{3}{2}} - \left[\left(\frac{A}{B} \right)^2 t \right]^{\frac{3}{2}} - 1 \right] \quad (\text{II.6})$$

Avec :

$$A = \left(b \frac{L \rho_v (T_{L\infty} - T_{sat})}{\rho_l T_{sat}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II.7})$$

$$B = \left(\frac{12}{\pi} a_l \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{C_{pl} \rho_l (T_{l\infty} - T_{sat})}{\rho_v L} \right) = \left(\frac{12}{\pi} a_l \right)^{\frac{1}{2}} Ja \quad (\text{II.8})$$

Pour des temps courts, l'équation (II.6) se simplifie sous la forme de la solution de Rayleigh :

$$R = At \quad (\text{II.9})$$

Mikic et al ^[39] négligent la variation de la masse volumique de la vapeur, or pour des surchauffes du liquide importantes, Theofanous et Patel ^[40] ont montré que cette variation influençait fortement le taux de croissance des bulles. En approximant linéairement les évolutions de la masse volumique et de la pression de la vapeur avec la température, ils obtiennent le système suivant :

- Pour régime inertiel

$$R(t) = A * \Phi t \quad (II.10)$$

$$\text{Avec } \Phi = \frac{T_v - T_{sat}}{T_{l\infty} - T_{sat}}$$

- Pour régime diffusif

$$R(t) = B \frac{1 - \Phi^2}{[1 + (\Gamma - 1)\Phi^2]} \sqrt{t} \quad (II.11)$$

Avec

$$\Gamma = \frac{\rho_v(T_{L\infty})}{\rho_v(P_L)}, \quad \Phi^2 = \frac{T_v - T_{sat}}{T_{L\infty} - T_{sat}}, \quad A^* = \sqrt{\frac{2 P_{sat}(T_{L\infty}) - P_L}{3 \rho_L}}$$

B est identique au modèle de Mikic *et al.*

Mikic et Roshenow ^[41] ont traité le problème de la croissance diffusive comme un processus de conduction instationnaire monodimensionnel tel que l'évolution du rayon de la bulle en fonction du temps est donnée par :

$$R(t) = \frac{2Ja \sqrt{3\pi a_L t}}{\pi} \left\{ 1 - \frac{T_p - T_0}{T_p - T_{sat}} \left[\left(1 + \frac{t_0}{t} \right)^{1/2} - \left(\frac{t_0}{t} \right)^{1/2} \right] \right\} \quad (II.12)$$

Afin de déterminer le temps d'attente t_a , les auteurs Mikic et Roshenow ^[41] considèrent que la température au sommet de l'hémisphère de vapeur dont le rayon est égal au rayon de la cavité r_c doit être supérieure à la température de surchauffe nécessaire à l'amorce de la croissance. En utilisant le profil de température obtenu pour la phase d'attente, on obtient ainsi une expression du temps d'attente :

$$t_a = \frac{1}{4a_L} \left(\frac{r_c}{\operatorname{erfc}^{-1} \left[\frac{T_{sat} - T_0}{T_p - T_0} + \frac{2\sigma T_{sat}}{(T_p - T_0)r_c \rho_v L} \right]} \right) \quad (II.13)$$

Où erfc est la fonction erreur.

II.4.2. Croissance par vaporisation de la micro couche

Dans les premiers instants de la croissance, la bulle a une forme hémisphérique, la vitesse à l'interface est très grande. La condition d'adhérence à la paroi conduit au piégeage d'une microcouche de liquide de quelques microns sous la bulle, figure (II-3). Des modèles analytiques du transport dans la microcouche ont été proposés par Cooper et Loyd [42] et Van Stralen et al [43]. Cette microcouche a été également mise en évidence expérimentalement par des techniques d'interférométrie (Jawureck [44]; Koffman et Plesset [45]).

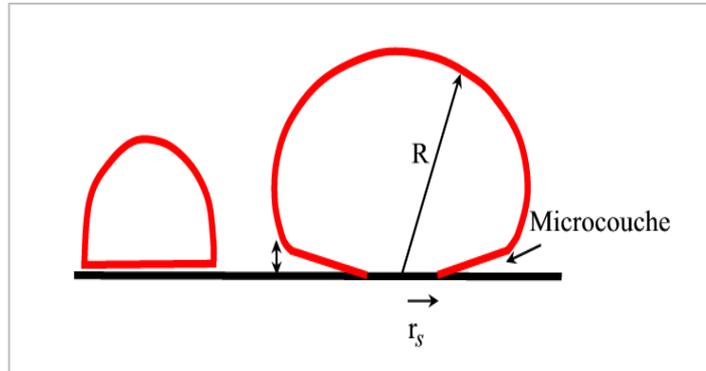


Figure II-3 . Croissance d'une bulle hémisphérique par évaporation

Cooper et Loyd [42] considèrent la microcouche comme une couche limite visqueuse engendrée par le mouvement de l'interface de la bulle en croissance. Un gradient de vitesse s'établit entre la paroi et l'interface ; les auteurs supposent la microcouche suffisamment fine pour que l'écoulement de liquide à l'intérieur puisse être considéré comme plan. La pression est supposée uniforme dans la microcouche et à l'interface microcouche/vapeur plane. Pour une bulle sphérique dont la croissance est de la forme $R = C_1 t^n$, on obtient l'épaisseur initiale de la microcouche :

$$\delta_0(r) = C_2 \sqrt{v_l t_c} \quad (II.14)$$

t_c est l'instant où le ménisque atteint la position r et C_2 la constante empirique égale à 0,8.

Les résultats expérimentaux obtenus par les mêmes auteurs aboutissent à une valeur de C_2 comprise entre 0,5 et 1. L'étude expérimentale de Cooper et al [46] montre qu'en fait $\delta_0 / (\sqrt{v_l t_c})$ n'est pas constante mais décroît avec le temps.

Le modèle de croissance proposé par Cooper et Loyd considère une bulle hémisphérique, de pression interne uniforme. La température de paroi est supposée uniforme, la capacité calorifique du liquide est négligée et le transfert de chaleur dans la microcouche est purement conductif.

Le problème est résolu dans deux cas, selon les valeurs relatives des conductivités thermiques de la paroi λ_p et du liquide λ_l :

$$R(t) = 2.5 \frac{Ja}{Pr^{1/2}} \sqrt{a_l t} \quad \text{Si } \lambda_p \gg \lambda_l \quad (\text{II.15})$$

$$R(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\lambda_p \rho_p c_p}{\lambda_l \rho_l c_l}} Ja \sqrt{a_l t} \quad \text{Si } \lambda_p \ll \lambda_l \quad (\text{II.16})$$

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

$$R(t) \approx Ja \sqrt{a_l t} \quad (\text{II.17})$$

Van Stralen et al utilisent l'expression de la couche limite thermique δ obtenue par l'analyse de Pohlhausen en écoulement laminaire en fonction de la position x à l'aval :

$$\frac{\delta}{x} = 3.012 \left(\frac{U_x}{v_l} \right)^{-1/2} Pr^{-1/3} \quad (\text{II.18})$$

L'épaisseur initiale de la couche limite thermique au rayon r est alors en prenant $U = R$:

$$\delta_0 = 3.012 \left(\frac{v_l r}{R} \right)^{1/2} Pr^{-1/3} \quad (\text{II.19})$$

Pour une bulle hémisphérique, le rayon instantané est donné par :

$$R(t) = 0.470 \frac{Ja}{Pr^{1/6}} \sqrt{a_l t} \quad (\text{II.20})$$

Cette expression a une forme similaire à celle obtenue par Cooper et Lloyd ^[42], bien que les facteurs soient assez différents.

L'influence des propriétés thermiques de la paroi sur l'évaporation de la microcouche a été étudiée par Mei et al ^[47] qui considèrent la géométrie de la bulle invariante au cours de la croissance et la zone asséchée est négligée. La croissance de la bulle, représentée par une sphère tronquée posée sur une microcouche, en ébullition saturée hétérogène, a fait l'objet d'une analyse numérique. Le transfert de chaleur se fait par conduction unidimensionnelle dans la microcouche et par conduction bidimensionnelle dans la paroi.

Les phénomènes hydrodynamiques n'étant pas considérés, deux constantes empiriques sont introduites afin de définir la forme de la bulle et de la microcouche : $A = \frac{\delta_0}{\sqrt{\nu_l t}}$ et $B = \frac{R_b}{R}$ (R_b étant le rayon de la microcouche de liquide sous la bulle), rapport supposé indépendant du temps dans le modèle.

La surchauffe considérée dans le nombre de Jacob est celle de la paroi. Les conditions initiales sont déterminées par la solution même du problème en considérant la température de la paroi constante :

$$R(t) = \frac{B^2}{f(B)} \frac{Ja}{A \text{Pr}^{1/2}} \sqrt{a_l t} \quad (\text{II.21})$$

Avec :

$$B = \left[(0.4134 Ja^{0.1655})^{-6} + (1 - 0.1e^{-0.005 Ja})^{-6} \right]^{1/6} \quad (\text{II.22})$$

$$f(B) \approx 1 - \frac{3}{4} \left[1 - \sqrt{1 - B^2} \right]^2 + \frac{1}{4} \left[1 - \sqrt{1 - B^2} \right]^4 \quad (\text{II.23})$$

L'étude paramétrique menée par Mei et al ^[47] montrent qu'une augmentation de λ_l/λ_p ou du nombre de Fourier de la paroi $F_0 = a_p t_c / e_p^2$ entraîne une diminution de $R(t)$, a_p étant la diffusivité de la paroi, e_p son épaisseur et t_c le temps de croissance de la bulle. Le nombre de Fourier caractérise le rapport entre le temps de croissance de la bulle et le temps de diffusion de la chaleur dans l'épaisseur de la plaque. Si la paroi est très épaisse, $F_0 \ll 1$ et la température à sa base n'est pas affectée par la croissance de la bulle.

Dans ces différentes études, il ressort que l'évaporation de la microcouche est contrôlée par de nombreux paramètres qui dépendent de la configuration étudiée. Lorsque la microcouche est infiniment mince, le flux d'évaporation est déterminé uniquement par les propriétés de la paroi. Ce cas peut correspondre à un état avancé de la croissance où la microcouche, en partie évaporée, s'est affinée. En revanche, lorsque la microcouche est épaisse, les propriétés du fluide et de la paroi ont une influence sur le flux.

Si la conductivité thermique de la paroi est très élevée, alors la température de la paroi peut être considérée comme constante et seules les propriétés du liquide contrôlent l'évaporation de la microcouche.

II.4.3. Croissance dans les deux régions

Si la taille de la bulle est inférieure à l'épaisseur de la couche limite thermique à la paroi et que le liquide loin de la bulle est à saturation, la croissance de la bulle dépend de l'évaporation simultanée du liquide entourant le dôme et de la microcouche.

Lorsque l'évaporation autour de la bulle n'est pas négligeable par rapport à l'évaporation de la microcouche, Cooper ^[46] montre, dans le cas d'une bulle hémisphérique dans un champ de température uniforme, qu'il faut ajouter un terme au côté droit des équations (II.15) et (II.16) :

$$\text{Si } \lambda_p \gg \lambda_l : \quad R(t) = 2.5 \frac{Ja}{Pr^{1/2}} \sqrt{a_l t} + 2 \sqrt{\frac{3}{\pi}} Ja(T_{l\infty}) \sqrt{a_l t} \quad (\text{II.24})$$

$$\text{Si } \lambda_p \ll \lambda_l \quad R(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\lambda_p \rho_p c_p}{\lambda_l \rho_l c_l}} Ja \sqrt{a_l t} + 2 \sqrt{\frac{3}{\pi}} Ja(T_{l\infty}) \sqrt{a_l t} \quad (\text{II.25})$$

Le premier terme des équations (II.24) et (II.25) côté droit, représente la contribution de l'évaporation de la microcouche et le second terme représente l'évaporation du dôme de la bulle. Cooper et Visu ^[48] considèrent la microcouche comme une résistance thermique constante égale à $\delta_0/2\lambda_l$, de capacité calorifique négligeable et d'épaisseur donnée par l'équation (II.14). Pour une conductivité de la paroi élevée et une température de liquide uniforme, ils aboutissent au même résultat que celui de Cooper, (équation. II.15). En revanche, pour une température de liquide non uniforme et de forme initiale exponentielle, une solution analytique approchée est obtenue:

$$R(t) = \left(\frac{2}{A Pr^{1/2}} + 2 \sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{T_{l\infty} - T_{sat}}{T_p - T_{sat}} \right) Ja \sqrt{a_l t} \quad (\text{II.26})$$

Buyevich et Webbon [49] proposent un autre modèle dans lequel la bulle est une portion de sphère tronquée, séparée de la paroi horizontale par une fine microcouche plane d'épaisseur constante selon r et dont la valeur initiale est donnée par une approximation classique de couche limite :

$\delta_0 = 1.3 \sqrt{\nu_l t}$, la température de la paroi est supposée constante. Du point de vue thermique, les échanges considérés se font par conduction dans la microcouche, où le gradient de température est supposé linéaire et par conduction transitoire au niveau du dôme de la bulle. L'épaisseur équivalente de la couche de conduction est donnée par : $\delta_{ib} = \frac{2 \sqrt{a_l t}}{C_0}$ où la constante de croissance C_0 est comprise

entre 1 et 2.

Le modèle de Fyodorov et Klimenko ^[50] est développé pour le cas d'un angle de contact faible entre la bulle et la paroi. La géométrie considérée est une bulle sphérique tangente à la paroi. L'hypothèse principale du modèle consiste à considérer que le champ de température dans la paroi passe par une infinité d'états stationnaires au cours de la croissance de la bulle (hypothèse vraie si $\rho_p C_p$ est faible). Dans ces conditions, une solution approchée du système constitué des équations de conduction dans la paroi et dans la microcouche, du bilan à l'interface microcouche/bulle et de l'équation de l'énergie dans le liquide entourant la bulle s'écrit :

$$R(t) = \left[Ja^{3/2} + \frac{0.69 Ja^{3/4}}{\left(1 + 1070 \frac{\lambda_l}{\lambda_p}\right)^{0.23}} \right]^{2/3} \sqrt{a_l t} \quad (\text{II.30})$$

Avec : $Ja \leq 100$ et $\frac{\lambda_l}{\lambda_p} \geq 10$

II.5. Forces agissantes sur une bulle de vapeur

Au cours de sa croissance, la bulle est soumise à plusieurs forces qui agissent sur sa forme, son déplacement et sa croissance. Certaines de ces forces qui sont présentées ci-dessous, la figure (II-4), sont ^[51] :

- **Force de flottabilité**

C'est la force résultant du poids \vec{F}_p de la bulle et de la poussée d'Archimède \vec{F}_{pA}

- **Force liée à la pression de contact**

C'est la force résultant des effets couplés de la présence de la paroi (qui entraîne un déficit de la poussée d'Archimède) et de la réaction de la paroi sur la surface de contact bulle-paroi.

- **Force de frottement visqueux tangentiel à l'interface**

Elle est due au gradient de tension superficielle, présent lorsqu'il y a un gradient de température ou de concentration le long de l'interface. L'écoulement de liquide engendré par la présence du gradient de tension superficielle se fait de manière tangentielle à l'interface et s'effectue contre les forces de viscosité. (Effet Marangoni ^[09]).

- **Force d'inertie**

Elle est liée à la croissance de la bulle qui engendre un mouvement dans le liquide. Elle se décompose en force d'inertie d'expansion $\vec{F}_{\text{expansion}}$ (mouvement radial de la bulle) et de translation $\vec{F}_{\text{translation}}$ (verticale ascendante).

- **Force de traînée**

Elle correspond à la composante selon l'axe de déplacement (la composante selon l'axe orthogonal au déplacement est la portance) de la résistance exercée par le fluide sous la forme d'une force de pression et d'une force de frottement tangentielle.

- **Force de sillage lié à l'ascension de la bulle précédente**

Le départ de la bulle exerce une force ascensionnelle sur la bulle suivante.

- **Forces de capillarité**

Ces forces agissent sur les interfaces liquide-solide, liquide-vapeur et solide-vapeur.

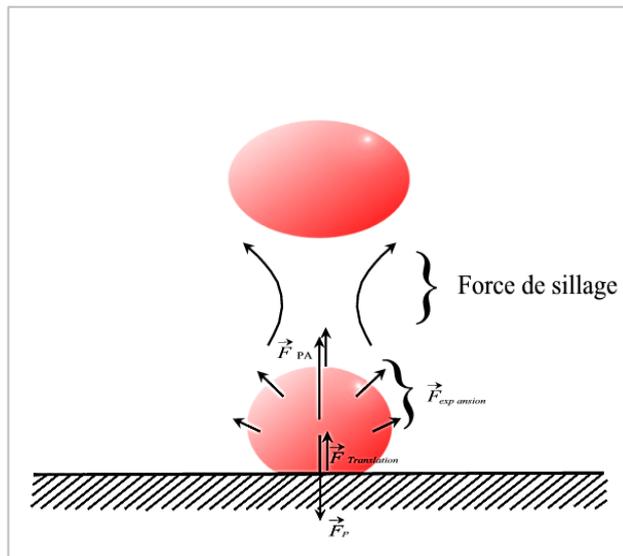


Figure II-4 Représentation schématique de quelques-unes des forces agissant sur une bulle dans le cas d'une croissance sur une paroi

II.6. Fréquence de détachement des bulles de vapeur

Un cycle complet d'ébullition comprend les mécanismes de chauffage de la sous-couche laminaire, la nucléation, la croissance de la bulle, son détachement et l'ascension de cette dernière dans le milieu liquide [52]. La fréquence à laquelle ce cycle se répète est déterminée par le diamètre de détachement de la bulle ainsi que par son temps de croissance. En effet, le diamètre que la bulle doit atteindre, pour pouvoir se détacher de la surface détermine son temps de croissance et le temps nécessaire pour chauffer la micro couche, décide, du temps nécessaire pour amorcer une nouvelle

nucléation. Si l'on définit t_w comme le temps nécessaire au chauffage de la couche de liquide et t_D comme le temps nécessaire à la croissance de la bulle, on peut écrire : $f = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{t_w + t_D}$

Si on ne considère que l'équilibre entre forces de flottabilité et forces de tension de surface [53], le diamètre de détachement d'une bulle s'écrit:

$$D_d = 0.0208 \theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (\text{II.34})$$

En ce qui concerne la fréquence f d'émission des bulles, elle n'est pas uniforme pour tous les sites. De plus, elle dépend du régime de croissance de la bulle. Plusieurs études théoriques et expérimentales ont tentées de déterminer la fréquence à laquelle se détachent les bulles de vapeur. L'étude expérimentale du diamètre et de leur fréquence de détachement est souvent allée de pair, car les expériences en question utilisaient des procédés photographiques pour déterminer simultanément ces deux paramètres [54]. On donne ici deux corrélations importantes quant à la fréquence à laquelle se détachent les bulles de vapeur des cavités ou elles se forment.

Selon Zuber [55], ce dernier a donné l'expression suivante:

$$fD_d = 1.18 \frac{t_c}{t_c - t_w} \left(\frac{\sigma g (\rho_l - \rho_v)}{\rho_l^2} \right)^{1/4} \quad (\text{II.35})$$

Selon Cole

$$f^2 D_d = \frac{4}{3} \frac{g(\rho_l - \rho_v)}{C_D \rho_l}$$

C_D : C'est le coefficient de friction.

II.7. Modes de transfert

Lors de la croissance d'une bulle en paroi, les transferts de chaleur sont dus à un ensemble de phénomènes, figure (II-5) [56] :

- *Transfert par changement d'état par évaporation* : de la microcouche de liquide sous la bulle (1), et entre le liquide et la bulle au niveau du reste de l'interface (2).
- *Transferts par convection au sein de liquide* : convection naturelle hors du domaine d'influence de la bulle (3) (environ deux fois le diamètre de la bulle), micro-convection lors de la croissance de la bulle (4), effet Marangoni en présence d'un gradient de tension superficielle (5) et convection lors de l'ascension de la bulle (6) (effet de sillage).

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

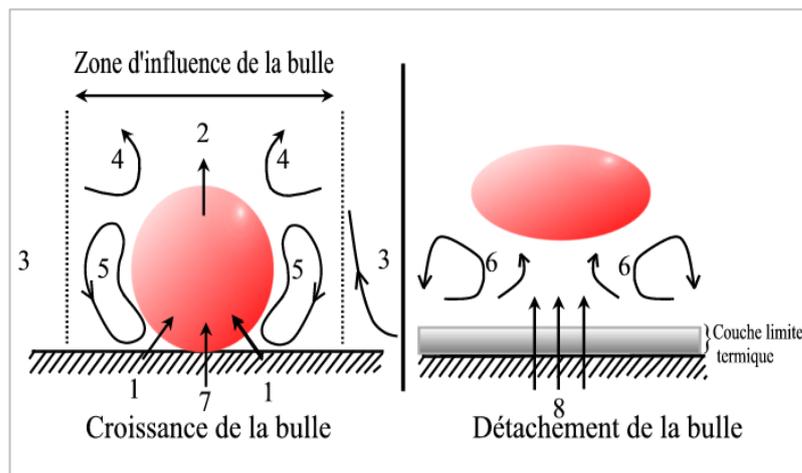


Figure II-5 Transferts de chaleur entre la bulle et son environnement

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

Le modèle de Forster et Grief ^[57] suppose que la bulle agit comme une micro-pompe qui permet de « retirer » une certaine quantité de liquide chaud du mur et la remplace par du liquide froid du bain liquide. Le transfert depuis un site unique correspond à l'énergie nécessaire pour chauffer ce volume de liquide depuis la température du bain jusqu'à la température moyenne entre la paroi de chauffe et le bain liquide.

Les expériences menées par Gunther et Kreith ^[58] ont permis de montrer que la majorité du transfert de chaleur au cours de l'ébullition nucléée sous-refroidie pouvait être attribuée à de la micro-convection.

Par la suite, Cooper et Lloyd ^[59] et Van Stralen et al ^[60] ont proposé un modèle basé sur l'évaporation de la microcouche qui se forme entre la bulle hémisphérique et la paroi durant la phase de croissance inertielle. Ils émettent l'hypothèse que le mode de transfert principal se ferait à travers la microcouche durant la croissance de la bulle. Lorsque la microcouche est considérée comme infiniment mince, le flux d'évaporation peut alors être déterminé uniquement par les propriétés de la paroi. A contrario, dans le cas où la microcouche est épaisse, les propriétés du fluide et de la paroi ont une influence sur le flux.

Yaddanapudi et Kim ^[61] et Kim et al ^[62] considèrent que les transferts prédominants sont la conduction transitoire et/ou la micro-convection, ce qui rejoint les résultats du modèle de Mikic et Rohsenow. Zhao et al ^[63] ont établi un autre modèle explicitant la dynamique de la microcouche lors de l'ébullition en vase. Les phénomènes d'évaporation et d'assèchement de la microcouche liquide sous la bulle de vapeur jouent un rôle très important au cours des transferts de chaleur pendant l'ébullition nucléée. Dans la zone de transition, pour les surchauffes faibles, c'est l'évaporation de la microcouche qui est le mécanisme prépondérant, en revanche, pour des surchauffes importantes, c'est l'évaporation à la fois de la microcouche et du dôme de vapeur qui contribue de manière importante au transfert de chaleur total.

Mann *et al* ^[64] se sont intéressés aux transferts de chaleur au niveau de la microcouche dans le cas d'une bulle unique. Ils ont montré numériquement que l'influence de la conductivité thermique de la paroi sur les transferts de chaleur dans la microrégion est faible. En revanche, le transfert de chaleur dépend fortement des propriétés du liquide (chaleur latente de vaporisation, viscosité, tension de surface et conductivité thermique).

Dans des conditions d'ébullition saturée, Yaddanapudi et Kim ^[61] ont montré que le transfert thermique a lieu essentiellement après le départ de la bulle de vapeur par conduction transitoire et micro-convection. Cela permet de prédire qu'une augmentation de la fréquence de remouillage entraînera une augmentation du flux de chaleur moyen.

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

Pour Demiray et Kim ^[65], dans le cas d'une bulle unique, la « zone d'influence » autour de la bulle est approximativement égale à la moitié du diamètre de départ de la bulle. Pour le mode à bulles multiples, l'évaporation de la microcouche est quasiment insignifiante et la majorité des transferts se fait par conduction et micro-convection au cours du remouillage de la surface lors du départ de la bulle. Le diamètre équivalent calculé d'après les mesures physiques lors du mode à bulle unique semble confirmer le fait que la bulle gagne de l'énergie cédée par la paroi, et aussi par la couche de liquide surchauffé (qui se crée durant le temps d'attente). L'évaporation de la microcouche contribue de manière significative, mais pas prédominante, aux transferts de chaleur en paroi.

L'étude des transferts de chaleur au niveau de la paroi lors du mode à bulles multiples montre que l'évaporation de la microcouche est importante après la première bulle, et que le transfert thermique se fait majoritairement par conduction transitoire et/ou micro-convection lors du remouillage de la paroi par le liquide, qui induit par le départ de la bulle ^[66].

Conclusion

La croissance de la bulle sur une surface chauffante immergée dans un liquide au repos se fait en trois étapes :

- **Etape I** : la bulle est accrochée au site, elle croît sous la forme semi-sphérique et les flux transférés augmentent.

- **Etape II** : la bulle se décroche d'un des côtés du site, elle continue à croître sous la forme d'une calotte sphérique et les flux transférés augmentent toujours.

- **Etape III** : la bulle subissant l'effet de la gravité s'aplatit et tend vers une hauteur de bulle limite donnée par un facteur de la longueur capillaire. Le flux thermique décroît et le flux d'évaporation tend vers une valeur constante

Chapitre III

**Modélisation et génération d'une nouvelle
corrélation évaluant l'ébullition**

III. Modélisation et proposition d'une nouvelle corrélation évaluant le flux de chaleur

III.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous nous intéressons au phénomène d'ébullition nucléée, c'est-à-dire à la partie AB de la courbe d'ébullition. Cette zone est d'un grand intérêt au niveau des transferts d'énergie (tel que les systèmes de refroidissement), puisque pour des faibles surchauffes la densité de flux dissipée est importante.

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

Ce chapitre est divisé en deux parties, la première introduit la méthode des plans d'expérience dans le domaine de transfert de chaleur par ébullition. L'utilisation de cette méthode nous permet d'obtenir un nouveau modèle mathématique qui inclut les différents paramètres les plus influents du phénomène d'ébullition nucléée. Dans la deuxième partie les différentes corrélations existantes sont énumérées.

Les plans d'expériences permettent d'organiser au mieux les essais qui accompagnent une recherche scientifique ou des études industrielles. Ils sont applicables à de nombreuses disciplines et à toutes les industries à partir du moment où l'on recherche le lien qui existe entre une grandeur d'intérêt y , tel que le flux de chaleur ou autre, et des variables x_i telle que la surchauffe, et ceci dans un but d'optimisation. Raison pour laquelle il existe des logiciels pour les traiter comme Mini-Tab ou principalement JMP (John's Macintosh Product), pour ne citer que les plus connus. L'utilisation d'un plan d'expérience s'avère nécessaire afin d'identifier les facteurs les plus influents sur le transfert de chaleur par ébullition nucléée.

Les corrélations sont basées sur une exploitation statistique de résultats expérimentaux souvent associées à des considérations physiques tandis que les modèles sont, en premier lieu, basés sur des considérations phénoménologiques enrichies par des données expérimentales, ce qui leur donne, a priori, un caractère plus 'universel'.

Un nouveau modèle généré par la méthode des plans d'expérience a été développé et présenté dans la section suivante, ceci en utilisant des données expérimentales fiables couvrant une large gamme de conditions d'ébullition [67]. Des corrélations de transfert de chaleur par ébullition les plus publiées (au nombre de sept), sont ensuite présentées.

III.2. Méthode des plans d'expériences

La méthode des plans d'expériences est exposée dans cette section. Le but n'est pas d'expliquer la totalité de cette méthode, mais seulement de présenter ces fondements pour mettre en évidence son intérêt et pour que son utilisation dans le domaine d'ébullition soit aussi compréhensible.

Nous avons été séduits par cette méthode, car elle permet d'extraire le maximum d'informations avec un minimum de résultats. En effet, dans un problème de conception ou d'optimisation, différentes solutions doivent être testées et comparées.

Les plans d'expériences permettent d'organiser au mieux les essais qui accompagnent une recherche scientifique ou des études industrielles [68]. Ils sont applicables à de nombreuses disciplines et à toutes les industries à partir du moment où l'on recherche le lien qui existe entre une grandeur d'intérêt, y et des variables, x_i de type :

$$y = f(x_i) \quad \text{(III.1)}$$

Avec les plans d'expériences on obtient le maximum de renseignements avec le minimum d'expériences. Pour cela, il faut suivre des règles mathématiques et adopter une démarche rigoureuse [69]. Il existe de nombreux plans d'expériences adaptés à tous les cas rencontrés par un expérimentateur.

La compréhension de la méthode des plans d'expériences s'appuie sur deux notions essentielles, celle d'*espace expérimental* et celle de *modélisation mathématique* des grandeurs étudiées.

III.2.1. Notion d'espace expérimental

Un expérimentateur qui lance une étude s'intéresse à une grandeur qu'il mesure à chaque essai. Cette grandeur s'appelle la réponse, c'est la grandeur d'intérêt. La valeur de cette grandeur dépend de plusieurs variables. Au lieu du terme «variable» on utilisera le mot facteur. La réponse dépend donc d'un ou de plusieurs facteurs. Le premier facteur peut être représenté par un axe gradué et orienté Figure (III-1). La valeur donnée à un facteur pour réaliser un essai est appelée *niveau*. Lorsqu'on étudie l'influence d'un facteur, en général, on limite ses variations entre deux bornes. La borne inférieure est le niveau bas et la borne supérieure est le niveau haut [70].

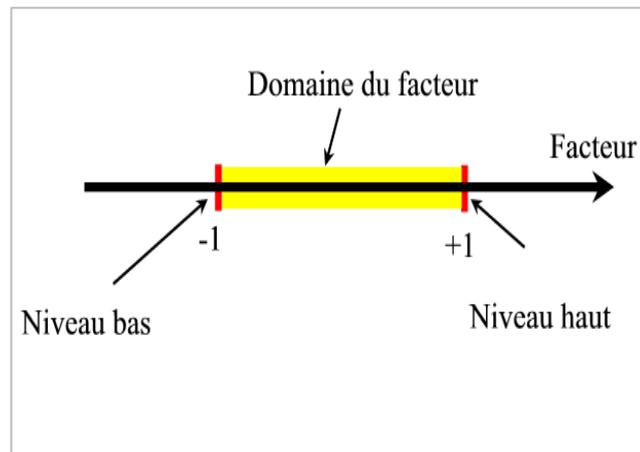


Figure III-1 Domaine du facteur

Le domaine de variation du facteur est constitué de toutes les valeurs comprises entre le niveau bas et le niveau haut. L'ensemble de toutes les valeurs que peut prendre le facteur entre le niveau bas et le niveau haut, s'appelle le domaine de variation du facteur ou plus simplement le *domaine* du facteur. On a l'habitude de noter le niveau bas par -1 et le niveau haut par $+1$. S'il y a un second facteur, il est représenté, lui aussi, par un axe gradué et orienté.

On définit, comme pour le premier facteur, son niveau haut, son niveau bas et son domaine de variation. Ce second axe est disposé orthogonalement au premier. On obtient ainsi un repère cartésien qui définit un espace euclidien à deux dimensions. Cet espace est appelé *l'espace expérimental*, Figure (III-2).

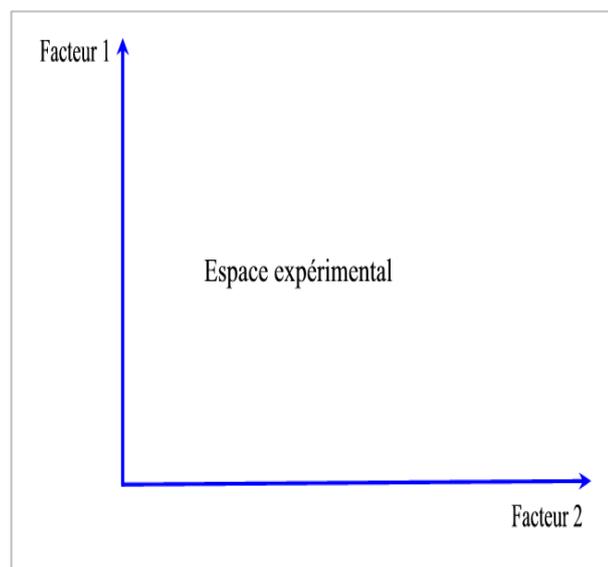


Figure III-2 Espace expérimental

Chaque facteur est représenté par un axe gradué et orienté. L'espace ainsi défini est l'espace expérimental. Le niveau x_1 du facteur 1 et le niveau x_2 du facteur 2 peuvent être considérés comme les coordonnées d'un point de l'espace expérimental, Figure (III-3). Une expérience donnée est alors représentée par un point dans ce système d'axes. Un plan d'expériences est représenté par un ensemble de points expérimentaux.

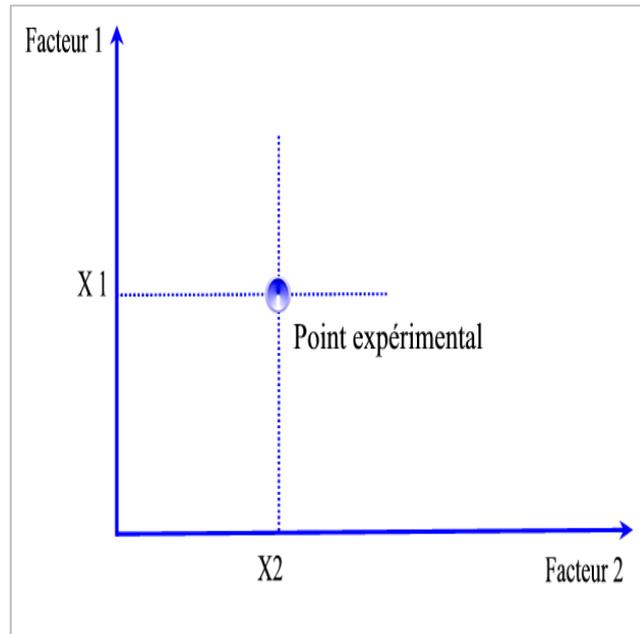


Figure III-3 Point expérimental

Dans l'espace expérimental, les niveaux des facteurs définissent des points expérimentaux. Le regroupement des domaines des facteurs définit le «*domaine d'étude*».

Ce domaine d'étude est la zone de l'espace expérimental choisie par l'expérimentateur pour faire ses essais. Une étude, c'est-à-dire plusieurs expériences bien définies, est représentée par des points répartis dans le domaine d'étude, Figure (III-4). Cette façon de représenter une expérimentation par des points dans un espace cartésien est une représentation géométrique de l'étude.

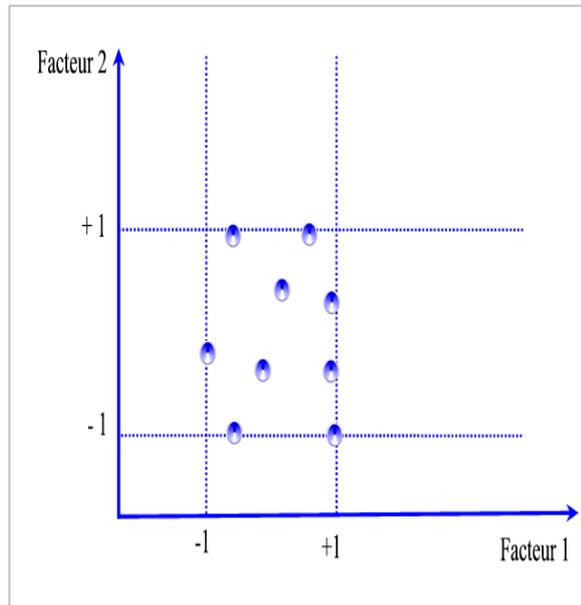


Figure III-4 Points expérimentaux sont disposés dans le domaine d'étude

Les définitions qui sont données ci-dessus s'appliquent bien aux variables continues. Mais il existe d'autres types de variables, comme par exemple des variables discrètes : noms des personnes (Ahmed, Youcef,...). On peut encore parler d'espace expérimental mais il n'aura pas les mêmes propriétés que l'espace des variables continues. Il y a également les grandeurs ordonnables comme, par exemple, des distances qui peuvent être courtes, moyennes et longues. Là aussi, la notion d'espace expérimental existe toujours mais cet espace possède des propriétés différentes des deux premiers.

III.2.2. Notion de surface de réponse

Les niveaux x_i représentent les coordonnées d'un point expérimental et y est la valeur de la réponse en ce point. On définit un axe orthogonal à l'espace expérimental et on l'attribue à la réponse [71].

La représentation géométrique du plan d'expériences et de la réponse nécessite un espace ayant une dimension de plus que l'espace expérimental. Un plan à deux facteurs utilise un espace à trois dimensions pour être représenté : une dimension pour la réponse, deux dimensions pour les facteurs.

A chaque point du domaine d'étude correspond à une réponse. A l'ensemble de tous les points du domaine d'étude correspond un ensemble de réponses qui se localisent sur une surface appelée *la surface de réponse*, Figure (III-5).

On cherche à obtenir la meilleure précision possible sur la surface de réponse tout en limitant le nombre d'expériences.

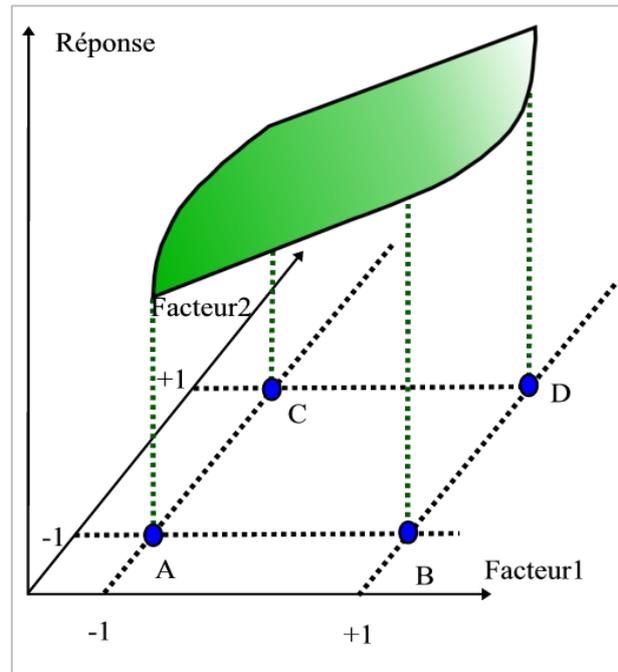


Figure III-5 la surface de réponse

Les réponses associées aux points du domaine d'étude forment la surface de réponse. Les quelques réponses mesurées aux points du plan d'expériences permettent de calculer l'équation de la surface de réponses.

III.2.3. Notion de modélisation mathématique

On choisit a priori une fonction mathématique qui relie la réponse aux facteurs. On prend un développement limité de la série de Taylor-Mac Laurin. Les dérivées sont supposées constantes et le développement prend la forme d'un polynôme de degré plus ou moins élevé :

$$y = a_0 + \sum a_i x_i + \sum a_{ij} x_i x_j + \dots + \sum a_{ii} x_i^2 + a_{ij\dots z} x_i x_j \dots x_z \quad (\text{III.2})$$

Où :

- y est la réponse ou la grandeur d'intérêt. Elle est mesurée au cours de l'expérimentation et elle est obtenue avec une précision donnée.
- x_i représente le niveau attribué au facteur i par l'expérimentateur pour réaliser un essai. Cette valeur est parfaitement connue. On suppose même que ce niveau est déterminé sans erreur, (hypothèse classique de la régression).
- a_0, a_i, a_{ij}, a_{ii} sont les coefficients du modèle mathématique adopté a priori. Ils ne sont pas connus et doivent être calculés à partir des résultats des expériences.

L'intérêt de modéliser la réponse par un polynôme est de pouvoir calculer ensuite toutes les réponses du domaine d'étude sans être obligé de faire les expériences. Ce modèle est appelé "modèle postulé" ou "modèle a priori". Deux compléments, (valeurs des erreurs), doivent être apportés au modèle précédemment décrit.

Le premier complément est le "manque d'ajustement". Cette expression traduit le fait que le modèle a priori est fort probablement différent du modèle réel qui régit le phénomène étudié. Il y a un écart entre ces deux modèles. Cet écart est le manque d'ajustement (*lack of fit*).

Le second complément est la prise en compte de la nature aléatoire de la réponse. En effet, si l'on mesure plusieurs fois une réponse en un même point expérimental, on n'obtient pas exactement le même résultat. Les résultats sont dispersés. Les dispersions ainsi constatées sont appelées "erreurs expérimentales" [72].

Ces deux écarts, manque d'ajustement et erreur expérimentale, sont souvent réunis dans un seul écart, notée e . Le modèle utilisé par l'expérimentateur s'écrit alors :

$$y = a_0 + \sum a_i x_i + \sum a_{ij} x_i x_j + \dots + \sum a_{ii} x_i^2 + a_{ij\dots z} x_i x_j \dots x_z + e \quad (\text{III.3})$$

III.2.4. Modélisation de l'ébullition nucléée par l'utilisation des plans d'expériences

Notre étude s'intéresse à une grandeur d'intérêt qu'on mesure à chaque essai, cette dernière s'appelle la "réponse". Dans notre cas, le flux de chaleur par ébullition nucléée représente cette grandeur d'intérêt. La valeur de cette grandeur dépend de plusieurs variables comme "facteur". Nous avons choisi trois facteurs les plus influents sur le flux de chaleur par ébullition nucléée :

- La surchauffe ΔT_{sat} : elle représente la différence entre la température de la paroi et la température de saturation.
- La densité des sites de nucléation n : elle indique le nombre des sites de nucléation par unité de l'aire de surface,
- Un groupe de propriétés thermo-physique des fluides représenté par B .

Les deux premiers facteurs sont des facteurs continus tandis que le dernier facteur est une constante qui dépend de la nature de fluide.

D'après Dhir, Mann et al [64] le flux de chaleur dépend fortement des propriétés du fluide (chaleur latente de vaporisation, tension de surface et masses volumiques des deux phases), et ces propriétés thermo-physique exprimés par B qui est sous la forme de :

$$B = \rho_v H_{lv} \sigma / (\rho_l - \rho_v) \quad (\text{III.4})$$

L'utilisation des variables centrées réduites présente l'intérêt de pouvoir généraliser la théorie des plans d'expériences quels que soient les facteurs où les domaines d'études retenus. Remplacer les variables naturelles par les variables codées va permettre d'avoir pour chaque facteur le même domaine de variation entre (-1 et +1). Le niveau bas est ainsi codé - 1 alors que le niveau haut est codé + 1.

L'application suivante illustre le passage de la variable naturelle à la variable codée. On choisit d'abord pour un facteur son domaine d'étude. Tel que la surchauffe qui varie de 5°C à 14°C, donc 5°C et 14°C correspondent respectivement aux niveaux bas et haut des facteurs. Ainsi que pour la densité de site de nucléation qui varie de 382 à 18500m⁻². Le domaine de variation des facteurs doit permettre de couvrir la zone d'ébullition nucléée partielle qui présente le domaine réel d'utilisation des facteurs dans cette partie, le choix de l'intervalle de chaque facteurs n'est pas aléatoire, il est selon les données expérimentales existant dans cette zone d'ébullition.

Le choix des expériences réalisées sera explicité par la suite. On utilise un tableau nommé matrice d'expériences pour récapituler l'ensemble des essais. Les données expérimentales sont fournies par le professeur Sakashita de l'université de Hokkaido ^[67].

Tableau III-1 Les propriétés thermo-physiques pour les différents fluides

	ρ_l	ρ_v	H_{fv}	λ_l	C_{pl}	a_l	ν_l	σ
Eau	958.07	0.5977	2.260E+06	0.6773	4216	1.677E-07	2.951E-07	5.891E-02
Acétone	748	2.147	5.240E+05	0.1490	2287	8.690E-08	3.102E-07	1.909E-02
CCl₄	1483	5.55	2.180E+05	0.0941	912	6.760E-08	3.366E-07	2.010E-02
n-Hexane	613.4	3.256	3.370E+05	0.1110	2450	7.386E-08	3.294E-07	1.333E-02
R114	1488.1	11.324	1.324E+05	0.06723	995	4.540E-08	2.530E-07	1.212E-02

La matrice d'expériences comprend plusieurs colonnes; la première identifie les essais, les suivantes indiquent les états des facteurs exprimés en "unités codées"; chaque colonne étant représentative d'un facteur. La dernière colonne indique les réponses obtenues pour chaque essai. Les lignes inférieures rappellent les valeurs des niveaux en unités naturelles. Le tableau III-1 présente les propriétés thermo-physiques pour les différents fluides utilisés dans notre étude et le tableau III-2 présente une matrice d'expériences pour 3 facteurs à 2 niveaux.

Tableau III-2 Matrice d'expérience

Fluide	N° d'essai	ΔT_{sat}	n	B	q_{exp}
eau	17	-1	-1	83.11	6900
	18	1	-1	83.11	27200
	19	-1	1	83.11	29600
	20	1	1	83.11	116900
acétone	13	-1	-1	28.79	1100
	14	1	-1	28.79	4200
	15	-1	1	28.79	4600
	16	1	1	28.79	18100
n-hexane	09	-1	-1	23.97	700
	10	1	-1	23.97	2900
	11	-1	1	23.97	3200
	12	1	1	23.97	12600
CCl4	05	-1	-1	16.46	530
	06	1	-1	16.46	2100
	07	-1	1	16.46	2300
	08	1	1	16.46	9000
R114	01	-1	-1	15.53	370
	02	1	-1	15.53	1500
	03	-1	1	15.53	1600
	04	1	1	15.53	6400
Niveau -1		5	382		
Niveau +1		14	18500		

La corrélation obtenue prend la forme d'un polynôme, le modèle mathématique généré par la méthode des plans d'expérience est de la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 q = & \underbrace{12590}_{a_0} + \underbrace{7500}_{a_1} * \left[\frac{(\Delta T - 9.5)}{4.5} \right] + \underbrace{7840}_{a_2} * \left[\frac{(n - 9441)}{9059} \right] + \underbrace{\left[\begin{array}{l} R114 \rightarrow -10122 .5 \\ CCl_4 \rightarrow -9107 .5 \\ n - Hexane \rightarrow -7740 .0 \\ Acetone \rightarrow -5590 \\ Eau \rightarrow 32560 \end{array} \right]}_{a_3 X_3} + \underbrace{\left[\frac{(\Delta T - 9.5)}{4.5} \right]}_{X_1} * \\
 & \left[\left[\frac{(n - 9441)}{9059} \right] * 4670 \right] + \left[\frac{(\Delta T - 9.5)}{4.5} \right] * \underbrace{\left[\begin{array}{l} R114 \rightarrow -6017 .5 \\ CCl_4 \rightarrow -5432 .5 \\ n - Hexane \rightarrow -4600 \\ Acetone \rightarrow -3350 \\ Eau \rightarrow 19400 \end{array} \right]}_{a_{13} X_3} + \left[\frac{(n - 9441)}{9059} \right] * \underbrace{\left[\begin{array}{l} R114 \rightarrow -6307 .5 \\ CCl_4 \rightarrow -5432 .5 \\ n - Hexane \rightarrow -4790 \\ Acetone \rightarrow -3490 \\ Eau \rightarrow 20260 \end{array} \right]}_{a_{23} X_3} + \\
 & \left[\frac{(\Delta T - 9.5)}{4.5} \right] * \left[\frac{(n - 9441)}{9059} \right] * \underbrace{\left[\begin{array}{l} R114 \rightarrow -3752 .5 \\ CCl_4 \rightarrow -3387 .5 \\ n - Hexane \rightarrow -2870 \\ Acetone \rightarrow -2070 \\ Eau \rightarrow 12080 \end{array} \right]}_{a_{123} X_3}
 \end{aligned} \tag{III.5}$$

Le modèle obtenu a pour forme générale:

$$q = 12590 + (7500 + C_1)X_1 + (7840 + C_2)X_2 + (4670 + C_3)X_1 X_2 + C_4$$

(III.6)

Où :

$$X_1 = \frac{\Delta T_{sat} - 9.5}{4.5} \quad X_2 = \frac{n - 9441}{9059}$$

Tableau III-3 Constantes de corrélation

	$C_1 \times 10^{-4}$	$C_2 \times 10^{-4}$	$C_3 \times 10^{-4}$	$C_4 \times 10^{-4}$
Eau	1.94	2.026	12.08	32.56
Acétone	-0.335	-0.349	-0.207	-0.559
CCl ₄	-0.543	-0.567	-0.339	-0.91
n-Hexane	-0.46	-0.472	-0.287	-0.774
R114	-0.602	-0.631	-0.375	-1.012

Ainsi les corrélations du flux de transfert de chaleur par ébullition nucléée pour les différents fluides est obtenue comme suit, où q (KW/m²) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Eau} : \quad q = 45.15 + 26.9 X_1 + 28.1 X_2 + 16.75 X_1 X_2 \\ \text{Acetone} : \quad q = 7 + 4.15 X_1 + 4.35 X_2 + 2.6 X_1 X_2 \\ \text{CCl}_4 : \quad q = 3.48 + 2.07 X_1 + 2.17 X_2 + 1.28 X_1 X_2 \\ \text{n - Hexane} : \quad q = 4.85 + 2.9 X_1 + 3.05 X_2 + 1.8 X_1 X_2 \\ \text{R114} : \quad q = 2.47 + 1.48 X_1 + 1.53 X_2 + 0.92 X_1 X_2 \end{array} \right. \quad (\text{III.7})$$

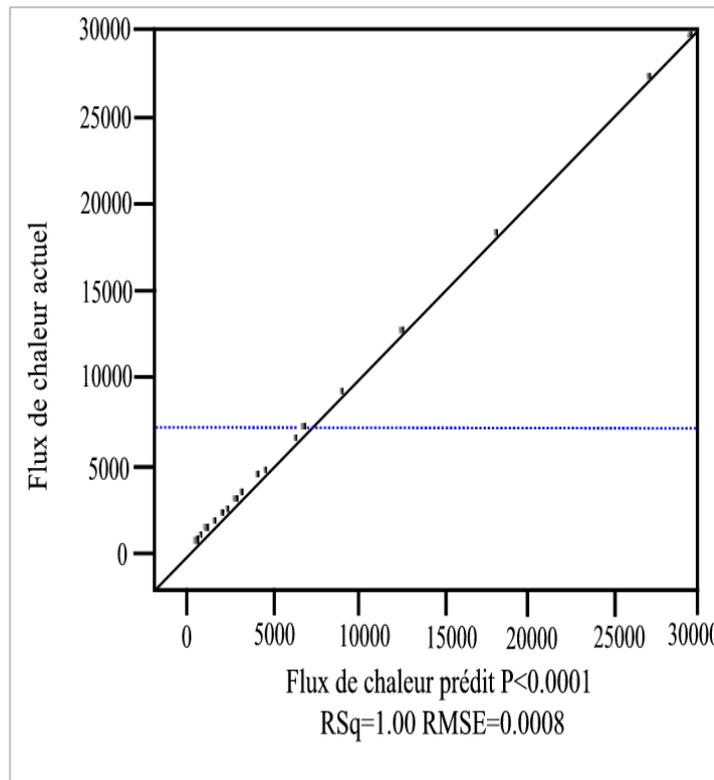


Figure III-6 Le flux de chaleur expérimental et prédits

La figure (III-6) montre les valeurs actuelles et prédites du flux de chaleur, pour une gamme de données variant de 300w/m² à 30kw/m². Les résultats montrent que toutes les valeurs sont dans la ligne centrale (valeurs abscisses égale aux valeurs des ordonnées), avec une valeur de **RMSE** (Root Mean Square Equals) égale à seulement 0,0008. La racine carrée **RSq**, qui représente la proportion de la variation autour de la moyenne exprimée par le modèle linéaire ou polynomiale; a pour valeur égale à 1 indiquant que le modèles s'adapte parfaitement.

Tableau III-4 Prédiction de modèle et les erreurs standards

Term	Values effects	StdError	Prob. > t
Intercept value : a_0	12590	0,000049	<0.0001*
ΔT_{sat}	7500	0,000049	<0.0001*
n	7840	0,000049	<0.0001*
$B1$	-10122,5	0,000098	<0.0001*
$B2$	-9107,5	0,000098	<0.0001*
$B3$	-7740	0,000098	<0.0001*
$B4$	-5590	0,000098	<0.0001*
$B5$	32560	0,000098	<0.0001*

Les résultats présentés dans le tableau III-4, montrent que la valeur des erreurs standard est très faible et les probabilités correspondantes indiquent que les résultats sont statistiquement significatifs représentés par (*). Ces résultats confirment que le nouveau modèle offre une excellente capacité prédictive.

La figure (III-7) présente les profils de la prédiction de flux de chaleur par rapport à la surchauffe, la densité des sites de nucléation et les propriétés thermo-physique des fluides. Les résultats montrent qu'il existe une relation proportionnelle entre ces trois facteurs et le flux de chaleur. Ce dernier augmente linéairement et atteint des valeurs maximales quand les facteurs (ΔT_{sat} , n et B) sont au maximum.

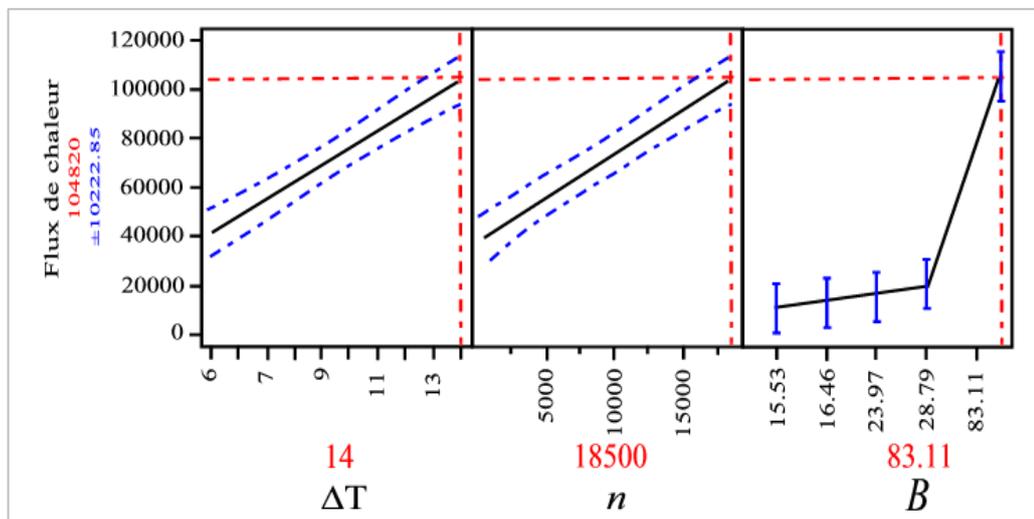


Figure III-7 La réponse de la prédiction du profile de flux de chaleur (bleu: 95% intervalle de confiance de flux de chaleur)

III.3. Différentes corrélations de transfert de chaleur par ébullition nucléée partielle

De nombreuses corrélations ont été développées par plusieurs auteurs, et ceci pour la modélisation des phénomènes de transfert de chaleur par ébullition nucléée. Ces corrélations servent à prédire une performance d'un système thermique donné sous des conditions de fonctionnement bien définies, par conséquent, la validité de ces corrélations reste très limitée lorsque les conditions d'expérimentation sont différentes de celles pour lesquelles les conditions ont été développées.

A travers une étude bibliographique assez poussée englobant plusieurs publications internationales anciennes et récentes dans le domaine du transfert de chaleur par ébullition nucléée, on a pu identifier sept corrélations (les plus intéressantes), ils sont basées sur différents phénomènes physiques et sont énumérés ci-dessous.

- **Modèle de Hara :**

La corrélation de Hara ^[73] est tirée en supposant, que la bulle qui prend naissance sur la surface chauffante augmente, quitte la paroi et puis s'élève. 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, alors l'équation déduite à la forme :

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

$$B_H = (C_1 C_2)^{3/4} (4\pi C_2 / 3)^{-1/2} (\rho_l C_{pl} \lambda_l)^{3/4} / (\rho_v H_{fg})^{1/2} \tag{III-9}$$

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

- **Modèle de Nishikawa :**

Nishikawa ^[74] a proposé deux modèles d'ébullition complètement différents. Le premier modèle est basé sur l'analyse de l'écoulement de vapeur à travers une couche poreuse. Il suppose que la vapeur qui reste dans la partie inférieure de la couche et appliquée à la surface chauffante, est surchauffée de manière correspondante à sa perte de charge dans la couche. Dans son deuxième modèle, il suppose que, pour des faibles valeurs de Rayleigh, la convection naturelle en ébullition à l'intérieur de la couche poreuse peut être négligée. Le transfert de chaleur à partir de la surface chauffante à la phase liquide se fait donc par la conduction thermique.

$$q = C^{3/2} \Delta T_{sat}^{3/2} n^{1/4} \tag{III.10}$$

$C = 1/0.448$

- **Modèle de Kocamustafaogullari & Ishii :**

Ce modèle montre que 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. 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^[75] est:

$$q = B_H \Delta T_{sat}^{3/2} n^{3/8} \quad (III.11)$$

$$B_H = 14 \lambda_l (\rho_l C_{pl} / \rho_v H_{fg})^{1/2} Pr_l^{-0.39} [0.012 (\Delta \rho / \rho)^{0.9} D_{bF}]^{-1/4} \quad (III.12)$$

- **Modèle de Sakashita & Kumada :**

Les auteurs de ce modèle décrivent que dans le régime d'ébullition nucléée, la densité du nombre de bulles primaires augmente avec le flux de chaleur et les bulles primaires couvrent la surface chauffante au-dessus 20-30% du flux de chaleur critique et s'unissent pour former des bulles coalescentes qui sont beaucoup plus grandes que les bulles primaires. Les bulles unis forment une microcouche liquide attachée au fond, elles se créent puis se détachent ou s'effondrent avec une très haute fréquence dans la microcouche^[76].

Ajoutant que 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.

$$q = B_H \Delta T_{sat}^{4/3} n^{3/8} \quad (III.13)$$

$$B_H = 0.5 \lambda_l (\sigma / \mu_l a_l)^{1/4} Pr_l^{-1/12} (\rho_l C_{pl} / \rho_v H_{fg})^{1/3} \quad (III.14)$$

- **Modèle 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 et al^[77]. Une série d'expériences a été effectuée en ce qui concerne l'ébullition sur une plaque plate en contact avec 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 et Meyers ont trouvé que le nombre des centres actifs d'ébullition sur une plaque augmente avec la croissance de la rugosité de la 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 et Meyers a été présentée sous la forme :

$$q = B_H \Delta T_{sat} n^{1/3} \quad (III.15)$$

$$B_H = 36 \lambda_l Pr_l^{0.33} (\rho_v / \mu_l)^{1/3} \quad (III.16)$$

- **Modèle de Mikic & Rohsenow :**

La méthode proposée par Mikic & Rohsenow est parmi les méthodes les plus utilisées dans le domaine de transfert de chaleur par ébullition est [78].

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.

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 :

$$Nu_b = C_1 \cdot Re_b \cdot Pr \quad (III.17)$$

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 donnée comme suit :

$$q_b = B_H \Delta T_{sat} n \quad (III.18)$$

$$B_H = 2(\pi \rho_l C_{pl} \lambda_l)^{1/2} f^{1/2} D_b^2 \quad (III.19)$$

$$D_b = C_2 (\sigma / g \Delta \rho)^{1/2} (\rho_l C_{pl} T_{sat} / \rho_v H_{fv})^{4/5} \quad (\text{III.20})$$

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

$$f \cdot D_b = 0.6 (\sigma g \Delta \rho / \rho_l^2)^{1/4} \quad (\text{III.21})$$

- **Modèle de Tien :**

Tien ^[79] 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 et 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.

La corrélation de Tien est sous la forme :

$$q = B_H \Delta T_{sat} n^{1/2} \quad (\text{III.22})$$

$$B_H = 61,3 \text{ Pr}^{0.33} \lambda_l \quad (\text{III.23})$$

Conclusion

La méthodologie des plans d'expériences pour l'étude de l'ébullition a été testée. Celle-ci permet de limiter le nombre d'essais et admet de quantifier l'impact des paramètres expérimentaux sur le transfert de chaleur par ébullition. On peut ainsi déterminer quels sont les phénomènes qui doivent être étudiés ou analysés en priorité. L'étude présentée dans la première section de ce chapitre a permis de développer un modèle mathématique montrant que les valeurs prédites par ce modèle du flux de chaleur s'adaptent parfaitement aux valeurs expérimentales et ceci pour une large gamme de données.

Partie II :

Simulation du phénomène
d'ébullition en film

Chapitre IV

Simulation du phénomène de la dynamique
de croissance d'une bulle de vapeur

IV. Simulation de la dynamique de détachement d'une bulle de vapeur

IV.1. Introduction

Avant d'entreprendre la simulation numérique de l'ébullition libre sur une surface chauffante, il est utile de préciser ce qu'on peut attendre d'une telle méthode.

La simulation numériques en mécanique des fluides (CFD : Computational Fluid Dynamics) est reconnue aujourd'hui comme l'un des outils incontournables de conception et est largement utilisée. Le choix de l'utilisation de cette méthode numérique va dépendre essentiellement du type et de la complexité du problème à résoudre : la nature du fluide, le comportement thermodynamique et la modélisation du milieu.

Les codes de simulation numérique des écoulements, ou codes CFD, résolvent les équations régissant les mouvements d'un fluide. Ces équations traduisent la conservation de la masse et de la quantité de mouvement du fluide (équations de Navier-Stokes) ainsi que la conservation de l'énergie. On peut observer que l'essentiel de ces codes utilisent la méthode des volumes finis.

Pour notre travail, on a utilisé le code CFD FLUENT [80] (la version 14.5). Ce dernier permet de simuler les écoulements diphasiques avec et sans transfert thermique et ceci dans des géométries complexes. Il peut résoudre les équations régissant les mouvements laminaires et turbulents, stationnaires et instationnaires d'un fluide, en utilisant des mailles structurées et non structurées et quelque soit la complexité de la géométrie. Les mailles supportées en 2D sont de types triangulaires ou quadrilatérales, elles sont tétraédriques, hexaédriques ou pyramidales en 3D, ou des mailles (hybrides) mélangées. Le programme est écrit en langage C et utilise pleinement la flexibilité et la puissance offertes par ce langage. En outre, il utilise une architecture qui lui permet de s'exécuter en tant que plusieurs processus simultanés sur un seul PC de travail ou sur des machines en parallèles, pour une exécution plus efficace.

La méthode de simulation n'est pas limitée uniquement par ses propres fonctions, mais elle offre à l'utilisateur la possibilité d'y injecter sa propre fonction et définir toutes particularités de son problème. Elle est sous forme de programme en langage C ou C++ afin d'automatiser certaines procédures comme les conditions aux limites, périodique ou autres ; et ceci par le moyen des UDF (User Defined Function) qui sera compilé par un compilateur intégré pour être ensuite exécuté.

La résolution par le logiciel de simulation numérique nécessite la présentation de logiciel GAMBIT. Ce dernier est un logiciel de DAO (Dessin Assisté par Ordinateur) et de génération de maillage et il permet de réaliser des géométries en 2D ou 3D. En raison de son interface graphique puissante, GAMBIT permet aussi de réaliser tous types des géométries complexes (fixes ou mobiles)

associées à des maillages fixes ou adaptatifs. Il permet aussi de définir les conditions aux limites.

Le passage d'un problème aux dérivées partielles continu à un problème discret s'appuie sur les méthodes classiques d'analyse numérique ou les méthodes de discrétisations.

IV.2. Méthodes de discrétisation

Dans le cas traité dans notre étude, les équations régissant le phénomène de changement de phase nécessite un choix de méthode de discrétisation adaptée au problème. Les méthodes de discrétisation approchent la solution des équations différentielles avec une série d'équations algébriques, qui seront résolues en chaque point d'un ensemble de positions dans l'espace et dans le temps [81], [82]. Il existe une grande variété de méthodes de discrétisation, mais les plus souvent utilisées en CFD sont : les méthodes des différences finies, les méthodes des volumes finis et les méthodes des éléments finis. Dans notre cas, la méthode des volumes finis est utilisée.

IV.2.1. Discrétisation du domaine

La première démarche à suivre dans la résolution du problème numérique est la création du maillage numérique. C'est une étape extrêmement importante qui consiste à diviser le domaine géométrique du problème en un nombre précis de sous-domaines ou volumes de contrôle VC. L'ensemble des VC forme le maillage en 2D ou 3D qui sont schématisés dans la figure (IV-1).

Un maillage peut être structuré ou non-structuré, en fonction des types de cellules qui le composent, figure (IV-2). Chaque VC a un nombre précis de faces (4 pour les tétraèdres, 6 pour les hexaèdres et 5 pour les pyramides et les prismes) ainsi qu'un nombre précis de nœuds (3 pour les faces triangulaires et 4 pour les faces quadrilatères). Les maillages structurés sont constitués par des VC avec une forme de quadrilatère en configuration 2D et d'hexaèdre ou prisme en configuration 3D.

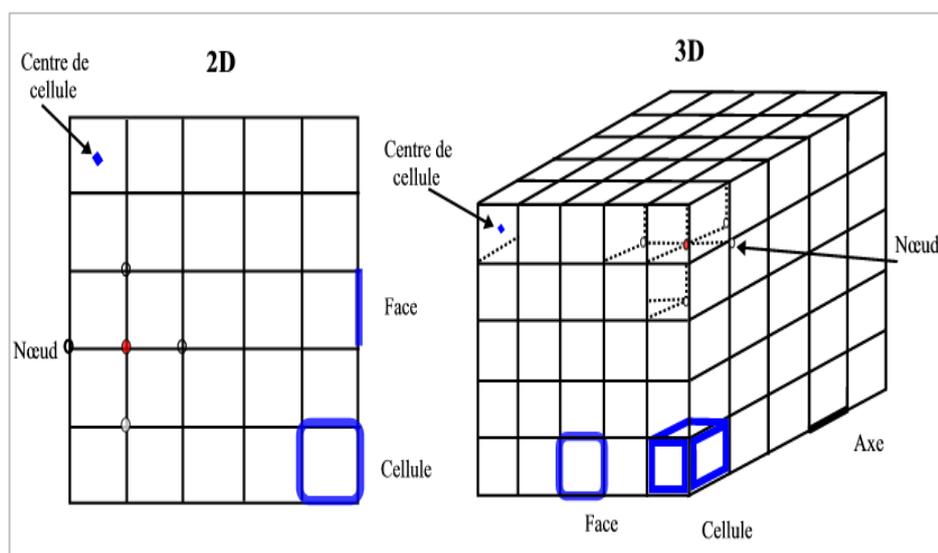


Figure IV-1 Élément du maillage

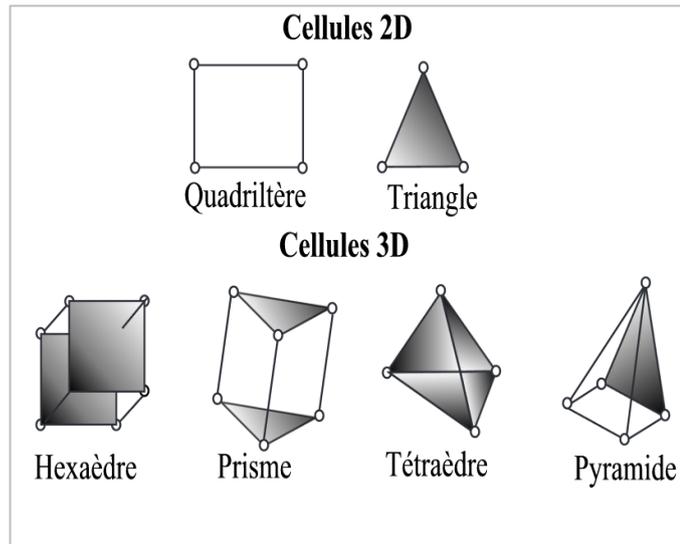


Figure IV-2 Types de cellules

IV.2.2. Discrétisation des équations

IV.2.2.1. Méthodes des différences finies (DF)

C'est la méthode la plus ancienne pour la résolution numérique des équations aux dérivés partielles. Elle est supposée avoir été introduite par Euler au XVII^{ème} siècle. Cette technique est couramment utilisée pour des géométries simples avec des maillages structurés. Pour chaque nœud, les équations différentielles sont approximées en remplaçant les dérivées partielles par la valeur de la fonction. Le résultat est une équation algébrique par nœud et par variable. Cette variable apparaît comme une inconnue dans le nœud courant et les nœuds voisins. La méthode la plus souvent utilisée pour obtenir l'approximation des dérivées des variables par rapport aux coordonnées est le développement limité en séries de Taylor. Le développement dans chaque nœud du maillage, permet d'obtenir un nombre d'équation algébrique égale au nombre des valeurs d'inconnues des grandeurs étudiées.

IV.2.2.2. Méthodes des volumes finis (VF)

Cette méthode est très appréciée par les ingénieurs grâce à la signification physique de tous les termes et le respect des équations de bilan. A la différence de la méthode précédente, la méthode des volumes finis permet de résoudre les équations différentielles pour des géométries complexes. C'est la méthode la plus facile à comprendre et à programmer, et c'est donc la méthode utilisée dans notre étude. La méthode des volumes finis est caractérisée par son avantage à satisfaire la conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie dans tous les volumes finis ainsi que dans tout le domaine de calcul. Elle facilite la linéarisation des termes non linéaires dans les équations de conservation telle que le terme source par exemple.

La différence entre la méthode des DF et la méthode des VF est que dans la méthode des VF, le domaine est divisé en éléments de volumes de contrôle contigus (VC). Les équations de conservation sont résolues dans chaque VC. Le centre de la cellule contient le nœud où les équations seront résolues. Il est aussi nécessaire d'utiliser des méthodes d'interpolation pour relier les nœuds, pour cela, des équations algébriques sont obtenues pour chaque VC.

IV.2.2.3. Méthodes des éléments finis (EF)

La méthode des éléments finis est similaire à la méthode des volumes finis, la différence des EF par rapport au VF est que les équations sont multipliées par une fonction (ou facteur) de poids (weight function) avant d'être intégrées sur l'ensemble du domaine. Le domaine est à nouveau divisé en un ensemble de volumes de contrôle où éléments finis qui sont habituellement non-structurés. La plus simple des méthodes des EF consiste à approximer la solution par une fonction linéaire dans chaque élément afin d'assurer la continuité de la solution à travers la condition limite de l'élément. Cette approximation est donc substituée dans l'intégrale multipliée par la fonction de poids de la loi de conservation. L'équation à résoudre est dérivée en imposant la nullité de la dérivée de l'intégral pour chaque valeur de nœud. Il s'agit de choisir la meilleure solution dans l'ensemble des équations (minimisant le résidu). Le résultat est une série d'équations non-linéaires. L'avantage de cette méthode est de pouvoir être appliqué à des géométries très complexes [83].

IV.3. Maillage

Il existe plusieurs types de maillages structurés, non-structurés ou hybrides. Un maillage structuré est généralement composé de mailles quadrilatérales en deux dimensions (2D ou maillage surfacique) et hexaédriques en trois dimensions (3D ou maillage volumique), tandis qu'un maillage non-structuré va être composé de mailles quadrilatérales ou triangulaires en 2D et hexaédriques ou tétraédriques en 3D. Dans un maillage hybride les mailles proches des parois sont des quadrilatères en 2D et des hexaèdres en 3D et les mailles du reste du domaine sont des triangles en 2D et des tétraèdres en 3D. En proche paroi, il est nécessaire d'avoir des mailles les plus petites possibles pour bien modéliser les écoulements à cet endroit, cette particularité est d'autant plus importante en régime turbulent, on l'appelle (l'inflation). En 3D, les mailles qui font les liaisons entre les hexaèdres et les tétraèdres sont des prismes ou des pyramides. La figure (IV-3) représente les différents types de maillage utilisé par GAMBIT.

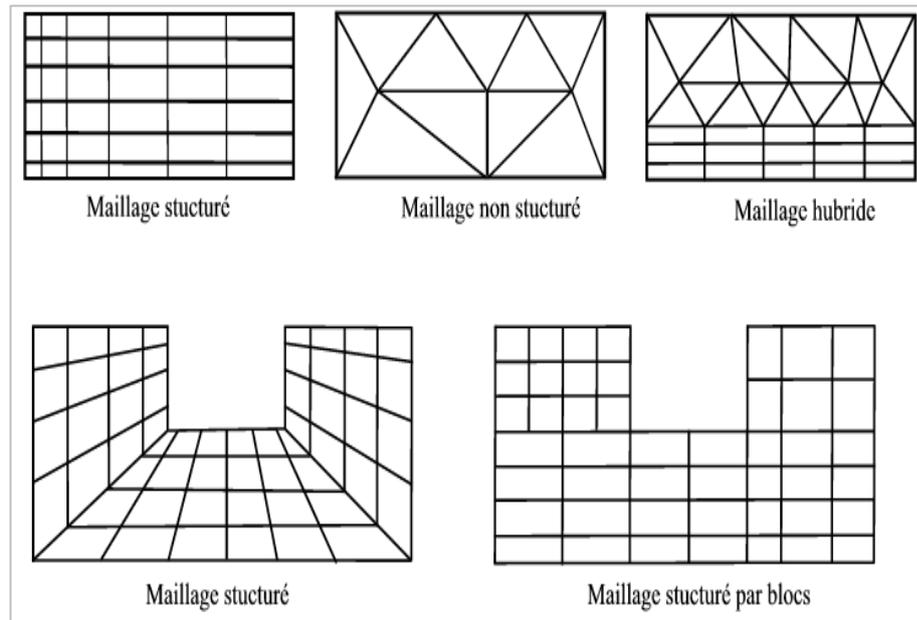


Figure IV-3 Types de maillage utilisé par "FLUENT"

IV.3.1. Indépendance du maillage

Il est tout d'abord important de rappeler que le maillage peut être modifié dans la phase de simulation. On peut par exemple, faire une adaptation de maillage à l'aide de l'option (adapt), selon divers critères permettant de définir des régions à l'intérieur du domaine de calcul. L'indépendance du maillage est réalisée en utilisant un raffinement de solution adaptatif, puisque des cellules peuvent être rajoutées là où elles sont nécessaires dans la grille après obtention des résultats de simulation. Il existe une manière pratique, qui consiste en la surveillance de la valeur moyenne de certaines variables. Quand cette valeur cesse de changer, on cesse les itérations sans devoir attendre jusqu'à la convergence itérative, on adapte ensuite le maillage et on relance les itérations. La solution peut être considérée indépendante du maillage quand la valeur moyenne cesse de changer entre les adaptations.

IV.4. Présentation du code de calcul

Le code de calcul utilisé dans notre étude "FLUENT" est un logiciel de CFD simulant tous les écoulements fluides, compressibles ou incompressibles, impliquant des phénomènes physiques complexes tels que la turbulence, le transfert thermique, les réactions chimiques et les écoulements multiphasiques. Il est aussi largement utilisé dans plusieurs domaines comme l'industrie aéronautique, automobile.... et offre aussi une interface sophistiquée qui facilite son utilisation. Cette méthode de simulation modélise par la méthode des volumes finis des écoulements très variés dans des configurations plus ou moins complexes. Il est composé, comme tout logiciel de type CFD, de trois éléments clés qui sont : le préprocesseur, le solveur et le post-processeur. Ces trois éléments sont détaillés ci-dessous.

IV.4.1. Préprocesseur "GAMBIT"

Il permet à l'utilisateur de construire la géométrie du domaine de calcul et de subdiviser ce dernier en petits volumes de contrôle ou cellules de calcul. L'ensemble de ces volumes élémentaires constitue le maillage. La définition des conditions aux limites appropriées, au niveau des cellules qui coïncident ou touchent la frontière du domaine de calcul, se fait également à ce niveau.

IV.4.2. Solveur "FLUENT"

Pour des fluides incompressibles, les calculs se font en pression relative. La méthode utilisée est la méthode des volumes finis. Cette méthode a l'avantage d'être conservatrice, c'est-à-dire que tout le flux sortant d'un volume de contrôle entre dans les volumes voisins. Les étapes de calcul dans le solveur sont les suivantes :

- Intégration des équations continues sur chaque volume de contrôle. Le théorème d'Ostrogradski est utilisé pour transformer certaines intégrales de volume en intégrales de surface.
- Discrétisation en espace et en temps des équations (pour les écoulements non permanents): substitution des dérivées partielles par des approximations en différences finies ; transformation du système d'équations en système algébrique.
- Résolution du système algébrique par un processus itératif ; utilisation d'un algorithme pour corriger la pression et les composantes de la vitesse afin d'assurer la conservation de la masse.

IV.4.3. Post-processeur "FLUENT"

Le Post-processeur permet de visualiser les différents résultats, champs de vitesse, champs de température, pression ...etc.

IV.5. Résolution numérique

IV.5.1. Discrétisation

Le théorème de Green-Ostrogradski permet de transformer certaines intégrales de volume en intégrales de surface. L'ensemble des équations de transport des grandeurs caractéristiques de l'écoulement peuvent s'écrire sous la forme commune :

$$\underbrace{\frac{\partial \rho \Phi}{\partial t}}_{\text{Terme instationnaire}} + \underbrace{\nabla \cdot \rho \vec{V} \Phi}_{\text{Terme de convection}} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right)}_{\text{Terme de diffusion}} - \underbrace{S \Phi}_{\text{Terme source}} \quad (\text{IV.1})$$

Où Γ est le coefficient de diffusion.

Les expressions des termes de source volumique et de diffusion varient en fonction des types d'équations résolues. L'équation IV.1 est appliquée à chaque volume de contrôle dans tout le domaine de calcul. Les valeurs discrètes du scalaire sont stockées aux centres des cellules.

La discrétisation de l'équation (IV.1) s'écrit sous la forme suivante :

$$\sum_f^{N \text{ faces}} \rho_f \vec{v}_f \Phi_f \vec{A}_f = \sum_f^{N \text{ faces}} \Gamma (\nabla \Phi)_n \vec{A}_f + SV \quad (\text{IV.2})$$

avec :

- Φ_f Valeur de Φ transférée par convection à travers la face f
- A_f Aire de la face f
- $N \text{ faces}$ Nombre de faces qui entourent la cellule
- $\rho_f \vec{v}_f \vec{A}_f$ Flux massique à travers la face f
- $(\nabla \Phi)_n$ Valeur de $(\nabla \Phi)_n$ perpendiculaire à la face f
- V Volume du volume de contrôle

Les termes de l'équation (IV.2) sont discrétisés de manières différentes. Pour les termes convectifs, il existe plusieurs schémas de discrétisation, parmi lesquels:

- *Le schéma amont du premier ordre* : ce schéma permet une certaine stabilité dans les calculs. La valeur stockée au centre d'une cellule est égale à la moyenne de toutes les valeurs de la même cellule. Les valeurs aux niveaux des faces sont égales à celles des cellules se trouvant en amont. Il est à noter qu'un raffinement du maillage est nécessaire pour pouvoir utiliser ce schéma.
- *Le schéma amont du second ordre* : l'utilisation de cette méthode permet de minimiser la diffusion numérique. Le développement des calculs des valeurs aux centres des cellules est effectué en série de Taylor afin de calculer les valeurs aux faces. La valeur approchée d'une variable au niveau de la face dépend dans ce cas de la valeur au sein du volume des deux autres cellules en amont.
- *Le schéma QUICK* : est un schéma d'ordre supérieur disponible dans Fluent. Il prend en compte le flux aux interfaces. Ce schéma est plus précis dans le cas d'un maillage structuré aligné avec le sens de l'écoulement. Néanmoins, il peut être utilisé avec les maillages bien raffinés, non structurés ou hybrides, dans les zones à forts gradients.

IV.5.2. Linéarisation des équations discrétisées

La linéarisation de l'équation (IV.2) peut être exprimée sous la forme :

$$a_p \Phi = \sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + S_0 \quad (IV.3)$$

Avec :

$\Phi = 1$ pour l'équation de continuité,

$\Phi = u, v, w$ pour l'équation de quantité de mouvement,

$\Phi = h$ (enthalpie) pour l'équation d'énergie.

a_p et a_{nb} sont les coefficients de linéarisation pour Φ et Φ_{nb} .

nb : indique les cellules voisines.

Cette équation est décrite pour chaque cellule du maillage, ce qui permet de créer un système d'équations algébriques représenté sous forme de produit de matrices comprenant un grand nombre de coefficients nuls. Ce système d'équations linéaires est résolu en utilisant la méthode itérative de Gauss-Seidel.

La résolution des équations se fait au sein de chaque volume de contrôle selon l'algorithme suivant :

- Résolution de l'équation de conservation de la quantité de mouvement
- Résolution de l'équation de conservation de la matière
- Résolution des équations auxiliaires
- Actualisation des propriétés physique du fluide
- Vérification de la convergence.

L'organigramme représentatif de ce processus itératif, dans notre cas d'étude, est illustré par la figure (IV-4). La résolution se fait pour toutes les cellules en même temps. Un solveur d'équation linéaire implicite en un point (Gauss-Seidel) est utilisé. La mise en place du modèle nécessite une série de simulations préliminaires.

Dans cette partie les schémas de discrétisations utilisés, la convergence obtenue et le type de maillage choisi sont présentés.

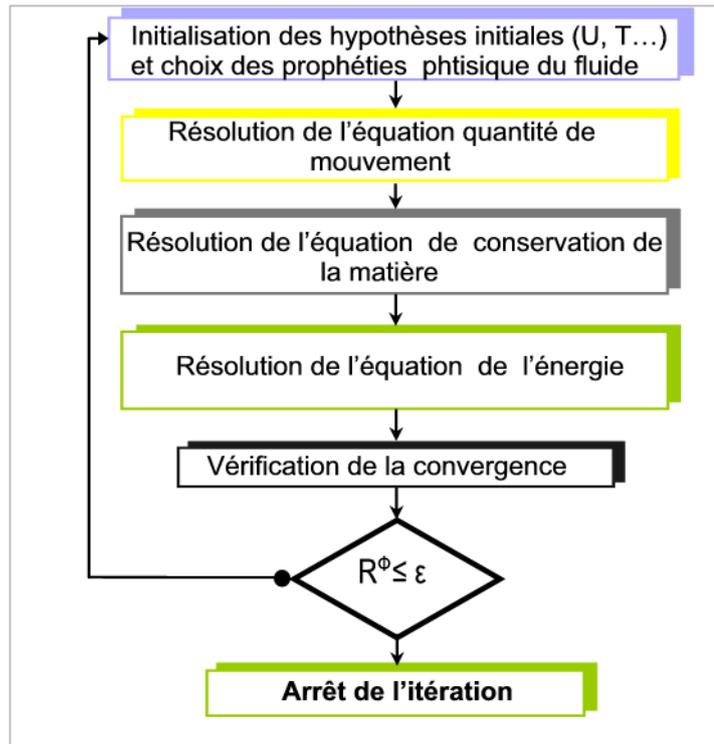


Figure IV-4 Organigramme de calcul

IV.5.3. Facteurs de sous-relaxation

Les facteurs de sous-relaxation sont utilisés dans le cas des problèmes non linéaires. Il est nécessaire de contrôler le changement d'un paramètre du domaine fluide lors de la résolution numérique afin d'éviter la divergence du calcul numérique. Le critère de sous relaxation réduit le changement des paramètres durant chaque itération.

Dans le paragraphe précédent, nous avons linéarisé les équations de transport (Eq.IV.3). En supposant que Φ_p^* et Φ_p sont deux solutions de l'équation IV.3, nous pouvons écrire :

$$\Phi_p = \Phi_p^* + \beta \left(\frac{\sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + S_0}{a_p} - \Phi_p^* \right) \quad (\text{IV.4})$$

Où β est le facteur de sous-relaxation. Dans le logiciel FLUENT, ce facteur est compris entre 0 et 1.

IV.5.4. Critère de convergence

A chaque itération, Fluent permet de juger de l'état de la convergence par le biais du calcul des résidus R_ϕ pour chaque variable (pression, composantes de vitesse, fractions massiques des composés...).

Par définition, R_ϕ peut s'écrire :

$$R_\phi = \frac{\sum_{\text{mailles}} \left| \sum_{nb} a_{nb} \Phi_{nb} + S_0 - a_p \Phi_p \right|}{\sum_{\text{mailles}} a_p \Phi_p} \langle \varepsilon \quad (\text{IV.5})$$

Ces résidus nous renseignent sur le degré de déséquilibre de l'équation associée à chaque variable sur toutes les mailles du domaine. La convergence est déterminée à partir de ces résidus. Il est conseillé d'examiner d'une part, les résidus ainsi que leur évolution et d'autre part, les valeurs des quantités calculées. Le choix adéquat des conditions initiales permet d'atteindre une convergence accélérée et une solution stable.

IV.5.5. Étapes de résolution du problème

Les principales étapes utilisées dans notre simulation sont les suivantes :

1. Détermination du domaine de calcul (construction de la géométrie)
2. Discrétisation du domaine de calcul (maillage)
3. Identification des conditions aux limites
4. Choix de la méthode mathématique
5. Solution de la méthode mathématique
6. Visualisation et interprétation des résultats.

IV.6. Simulation d'ébullition

Les approches qui utilisent les méthodes de l'interface liquide-vapeur sont basées sur des méthodes de suivi ou de capture d'interface. Elles font l'hypothèse d'un écoulement de deux fluides non miscibles et de l'existence d'une surface de discontinuité qui sépare les deux fluides, appelée surface libre. Les principales difficultés de ces méthodes sont la localisation et la définition de cette interface. La localisation et la définition de l'interface sont nécessaires pour modéliser les phénomènes physiques situés sur la surface libre.

Ces méthodes se différencient surtout par l'utilisation des méthodes de recherche d'interface. On a principalement les méthodes des Volume de Fluid : VOF.

IV.6.1. Méthode de VOF

Les applications du modèle VOF comprennent les écoulements stratifiés, à surface libre ou encore le déplacement de bulles de grande dimension au sein d'un liquide. Le modèle VOF introduit la notion de fraction de volume de phase pour traduire la présence ou non d'une phase en un point donné de l'espace à un temps donné.

La méthode VOF est une méthode puissante pour un fluide à deux ou plusieurs phases non miscibles comme liquide et gaz. Cette méthode utilise le remplissage des cellules de calcul pour déterminer l'évolution temporelle du fluide dans un domaine maillé. Elle a été développée par Hirt et Nichols dans les années 80 ^[84]. Elle résolve un ensemble d'équations de quantité de mouvement en dépistant la fraction volumique de chacun des fluides dans tout le domaine.

Les limites de ce modèle sont :

- Aucune cellule ne doit être vide (présence obligatoire d'une ou plusieurs phases combinées)
- Une seule phase seulement peut être compressible mais pas les deux

IV.6.1.1. Principe de la méthode VOF

La méthode VOF, particulièrement adaptée pour simuler les écoulements à interfaces fortement déformées, consiste à définir à chaque instant la position de la surface libre de l'écoulement.

Ces méthodes construisent la surface libre, à partir de la valeur de la fraction de volume. Il est important de préciser que l'appellation VOF est une technique de reconstruction de surface libre bien précise, même si généralement elle est associée à toutes les méthodes qui utilisent les fractions de volume pour rechercher la surface libre.

La fraction volumique est une fonction, bornée entre 0 et 1. Elle fournit l'information sur le taux volumique occupé par l'un des deux fluides dans chaque cellule. La fraction de volume est égale à 1, si la cellule est remplie du fluide choisi. Elle est égale à 0, si la cellule ne contient pas le fluide. Elle prend une valeur entre 0 et 1, si la cellule est traversée par l'interface, c'est-à-dire si la cellule contient les deux fluides (voir Figure (IV-5)). La fraction de volume est transportée par les fluides, ainsi, son évolution est gouvernée par l'équation suivante :

$$\frac{\partial \alpha_q}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \alpha_q = 0 \quad (\text{IV.6})$$

La fonction α_q est en advection par le champ de vitesse v .

α : Fraction volumique.

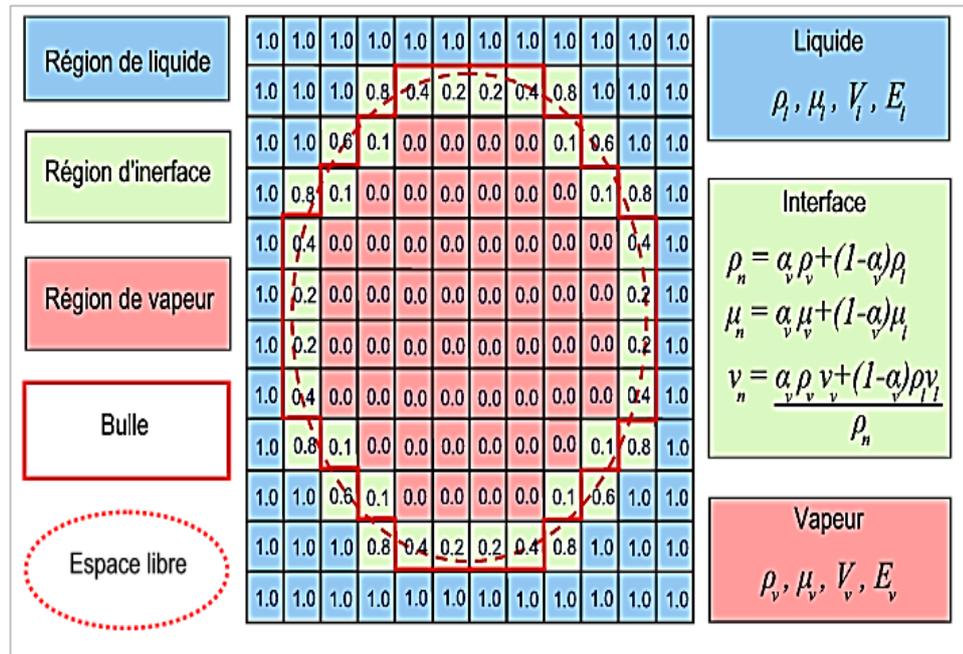


Figure IV-5 Fraction volumique et propriétés de chaque cellule pour

Dans le cadre de la modélisation d'ébullition par cette approche, les auteurs introduisent un terme source au niveau de l'équation de fraction de volume, contrairement aux modèles classiques où elle est sans terme source. Ce terme source modélise la vaporisation et la condensation du fluide, c'est-à-dire la création et la destruction du deuxième fluide qui est la vapeur.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\alpha V_i) = S_s \tag{IV.7}$$

S_s : Le terme source

Les méthodes VOF se différencient aussi au niveau des techniques de reconstruction des interfaces :

- **Méthode SLIC**

La méthode **SLIC** « Simple Line Interface Calculation » est une technique de reconstruction d'interface très élémentaire. La surface libre est représentée par des droites parallèles normales à la direction de transport des volumes de fluide. C'est une méthode moins exigeante.

- **Méthode VOF**

La méthode **VOF** a été proposée par Hirt et Nichols ^[84]. Elle construit l'interface par des segments parallèles aux axes de référence. Son grand avantage par rapport à celle de **SLIC**, est qu'elle permet surtout des changements de direction de segments des droites représentant la surface libre dans

une cellule, ce qui donne une interface en forme d'escalier. Cette méthode est la plus utilisée dans le cas de la modélisation de l'ébullition.

- **Méthode PLIC**

La méthode **PLIC** « **P**iecewise **L**inear **I**nterface **C**onnection » connue aussi sous le nom de VOF CIAM « Calcul d'Interface Affiné par Morceaux » a été introduite par Youngs [85]. Cette méthode donne une plus grande précision. Elle est la plus utilisée dans le cadre de la modélisation des écoulements, même si elle est difficile à implémenter.

La méthode de VOF CIAM se décompose en trois étapes : la première étape consiste à construire la surface libre à partir de la fraction de volume, la deuxième, consiste à advecter l'interface par une méthode lagrangienne avec une vitesse déterminée par une interpolation linéaire, et la troisième à calculer la nouvelle fraction de volume [86].

IV.6.1.2. Calculs équilibrés et transitoires de la méthode VOF

La formulation de la méthode VOF se base sur le fait que deux ou plusieurs fluides (ou phases) ne s'interpénètrent pas. Pour chaque phase supplémentaire que nous ajoutons à notre modèle, une variable est introduite. Les champs pour toutes les variables et propriétés sont partagés par les phases et représentent des valeurs volumiques moyennes, et la fraction volumique de chacune de ces phases est connue à chaque emplacement. Ainsi les variables et les propriétés en n'importe quelle cellule donnée sont purement représentant d'une des phases, ou représentant d'un mélange des phases, selon les valeurs de la fraction volumique. En d'autres termes, si la fraction volumique du $q^{ième}$ fluide dans la cellule est notée par α_q , elle peut prendre une des cas suivant [87], [88] :

$\square \alpha_q = 0$: la cellule vide (du $q^{ième}$ fluide);

$\square \alpha_q = 1$: la cellule pleine (du $q^{ième}$ fluide);

$\square 0 < \alpha_q < 1$: la cellule contient l'interface entre le $q^{ième}$ fluide et un ou plusieurs autres fluides.

L'équation de la fraction volumique ne sera pas résolue pour la phase primaire ; la fraction volumique de la phase primaire sera calculée est basé sur la contrainte suivante :

$$\sum_{q=1}^n \alpha_q = 1 \tag{IV.8}$$

L'équation de la fraction volumique peut être résolue par la discrétisation implicite ou explicite de temps.

Les propriétés apparaissant dans les équations de transport sont déterminées par la présence des phases composantes en chaque volume de contrôle. Dans un système biphasé, par exemple, si les phases sont représentées par les indices 1 et 2, et si la fraction volumique de la seconde de ces derniers est dénotée, la densité en chaque cellule est indiquée comme ^[90,91]:

$$\rho = \alpha_2 \rho_2 + (1 - \alpha_2) \rho_1 \quad (\text{IV.9})$$

En général, pour un système de n phases, la fraction volumique moyenne présentée sous la forme suivante :

$$\rho = \sum \alpha_q \rho_q \quad (\text{IV.10})$$

Toutes autres propriétés (par exemple : viscosité) sont calculées de cette manière.

$$\mu = \alpha_2 \mu_2 + (1 - \alpha_2) \mu_1 \quad (\text{IV.11})$$

IV.6.2. Les fonctions UDF

Une fonction ou procédure UDF (User Defined Function) est un programme de l'utilisateur qui peut être chargé dynamiquement par le logiciel pour enrichir les paramètres standard du code. Par exemple, nous pouvons employer un UDF pour définir les conditions aux limites propre à l'utilisateur, les propriétés matérielles et limites de source pour le régime d'écoulement, comme on peut spécifier les paramètres modèles adaptés aux besoins de l'utilisateur et initialiser une solution. Les fonctions UDF sont aussi utilisées pour améliorer les fonctions standards ^[92] ... etc.

Les UDF sont écrites en langage de programmation C, celles-ci permettent d'accéder aux données en utilisant des macros et des fonctions définies par sa propre bibliothèque. Elles sont interprétées ou compilées par le compilateur puis liées au logiciel FLUENT par l'intermédiaire des commandes figurants sur le menu d'interface graphique.

IV.6.3. But des UDF

Les UDF permettent à l'utilisateur de FLUENT d'adapter pour ses besoins les modélisations particulières. Ils peuvent être employés pour une série d'applications :

- La personnalisation des conditions aux limites, des définitions de propriétés matérielles, et des taux de surface et de volume de réaction, etc.
- Ajustement des valeurs calculées sur une base d'une fois-par-itération.
- Initialisation d'une solution.
- Exécution lors du chargement d'une bibliothèque compilée d'UDF.
- Perfectionnement du solveur.
- Perfectionnement des modèles FLUENT existants (multiphasés, VOF, etc.).

IV.7. Simulation d'ébullition en film

L'ébullition en film est observée lorsque la paroi chauffée est intégralement recouverte d'un film de vapeur. En raison de la faible conductibilité thermique des gaz, la surchauffe pariétale est généralement élevée. Le flux de transfert peut être prédit à l'aide de deux familles de modèles dont les résultats sont très voisins :

La première approche, proposée par Bromley ^[93], repose sur une analogie avec la théorie de la condensation en film laminaire ; elle est classiquement utilisée pour les cylindres horizontaux.

La seconde, introduite par Berenson ^[94], reprend le concept d'instabilités hydrodynamiques développé par Zuber pour la description du flux de chaleur. Elle est généralement utilisée pour des plaques planes.

Le second type de modèle permettant la description de l'ébullition en film associe le départ des bulles de vapeur à l'apparition d'instabilités interfaciales de type Taylor. Ce modèle a notamment été développé par Berenson dans la continuité des travaux de Zuber, en considérant le cas d'une plaque plane.

Les instabilités qui sont considérées par Berenson sont les instabilités de base en hydrodynamique. Elles sont rencontrées dans de très nombreuses applications où des interfaces sont mises en jeu. Il est à remarquer qu'une instabilité ne conduit pas nécessairement à des comportements d'écoulements turbulents. Les instabilités fondamentales sont considérées comme les premières étapes de l'écart à des configurations stationnaires ^[95].

La couche de vapeur de densité ρ_v et d'épaisseur δ surmontée d'un liquide de densité ρ_l . Les deux fluides sont supposés parfaits et incompressibles. L'interface qui les sépare, de tension superficielle σ , est initialement plane. Lorsque l'épaisseur du film de vapeur est faible et que les vitesses du liquide et de la vapeur peuvent être négligées, les perturbations stables sont celles dont la longueur d'onde est inférieure à la valeur λ_c , qui est définie comme :

$$\lambda_c = 2\pi \left(\frac{\sigma}{(\rho_l - \rho_v)g_y} \right)^{1/2} \quad (\text{IV.12})$$

Si toutes les longueurs d'onde peuvent a priori apparaître sur l'interface, la valeur la plus probable est celle dont la croissance est la plus rapide, désignée sous le terme longueur d'onde dominante ou longueur d'onde la plus dangereuse :

$$\lambda_0 = 2\pi \left(\frac{3\sigma}{(\rho_l - \rho_v)g_y} \right)^{1/2}$$

(IV.13)

L'ébullition en film est modélisée par Berenson en considérant que l'interface liquide-vapeur est perturbée par une onde de longueur égale à λ_0 . La rupture de l'interface est associée au départ de poches de vapeur, formées selon un réseau carré et espacées d'une distance égale à λ_0 . Selon une hypothèse similaire à celle du modèle de Bromley, le flux de chaleur est transféré par conduction pure à travers le film de vapeur.

Dans le cadre de la modélisation d'ébullition, les nouvelles recherches des auteurs appliquent un modèle, introduisent un terme source au niveau de l'équation de fraction de volume, contrairement aux modèles classiques où elle est sans terme source. Ce terme source modélise l'ébullition (vaporisation) et la condensation du fluide. La figure (IV-6) représente les équations de bilan dans les deux phases liquide et vapeur et l'interface.

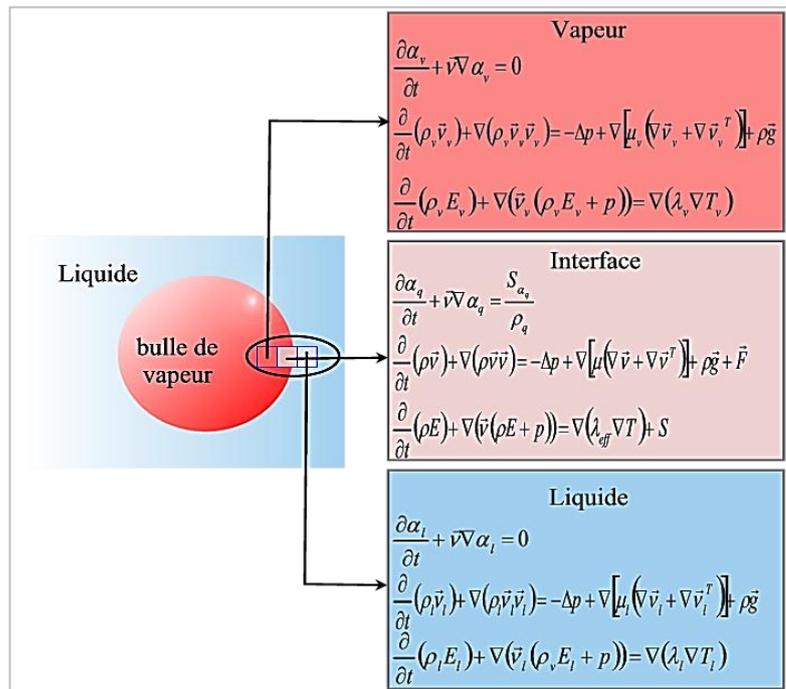


Figure IV-6 Equations de bilan dans chaque phase

Le cheminement de l'interface (s) entre les phases est accompli par la solution d'une équation de continuité pour la fraction volumique d'une (ou plus) des phases. Pour la $q^{ième}$ phase, cette équation a la forme suivante :

$$\frac{\partial \alpha_q}{\partial t} + \vec{v} \nabla \alpha_q = \frac{S_{\alpha_q}}{\rho_q} \quad (IV.14)$$

- L'équation de la conservation de la quantité de mouvement:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{v}) + \nabla (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \nabla [\mu (\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T)] + \rho \vec{g} + \vec{F} \quad (IV.15)$$

Où :

$$\vec{v} = \frac{\alpha_1 \rho_1 \vec{v}_1 + \alpha_2 \rho_2 \vec{v}_2}{\rho} \quad (IV.16)$$

- L'équation de la chaleur:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \nabla (\vec{v} (\rho E + p)) = \nabla (\lambda_{eff} \nabla T) + S \quad (IV.17)$$

$$E = \frac{\sum_{q=1}^n \alpha_q \rho_q E_q}{\sum_{q=1}^n \alpha_q \rho_q} \quad (IV.18)$$

Le terme source S est le terme volumétrique de la source de chaleur. La forme générale de la source de masse dans la phase vapeur est :

$$S_{\alpha_v} = \frac{(q_v'' - q_l'') \nabla \alpha_l}{h_{lv}} \quad (IV.19)$$

Où q'' représente le flux de chaleur qui traverse l'interface par unité de surface de l'interface, et h_{lv} est la chaleur latente.

La différence de flux de chaleur est approximativement donnée comme :

$$(q_v'' - q_l'') \approx (\alpha_l \lambda_l - \alpha_v \lambda_v) \nabla T \quad (IV.20)$$

Avec cette approximation, l'équation (IV.19) devient :

$$S_{\alpha_v} = - \frac{(\lambda_l \alpha_l + \lambda_v \alpha_v) (\nabla T \cdot \nabla \alpha_l)}{h_{lv}} \quad (IV.21)$$

Puisque il n'y a pas de source de masse interne, la source de masse de la phase liquide devient :

$$S_{\alpha_l} = -S_{\alpha_v} \quad (IV.22)$$

Et la source de la chaleur latente de l'équation d'énergie est :

$$S_E = -S_{\alpha_v} \cdot h_{lv} \quad (IV.23)$$

Dans notre cas où le phénomène de changement de phase liquide/vapeur existe, on a programmé une fonction UDF (Annexe B) qui définit le terme source dans les deux phases liquide, vapeur et l'interface. Ainsi une autre fonction pour la détermination de la forme de l'interface.

IV.7.1. Choix du domaine de simulation

Nous nous intéresserons seulement au phénomène d'ébullition en film, où la surface est totalement recouverte par un film de vapeur. La simulation particulière de cette zone est très importante afin de mieux visualisée la croissance et le détachement d'une bulle de vapeur.

Une surface en cuivre a été utilisée, à cause des propriétés de ce métal qui est le plus utilisé dans le domaine d'ébullition. Car le cuivre possède une conductivité thermique élevée, ces propriétés sont présentées dans le tableau IV-1 :

Tableau IV-1 les propriétés de la surface chauffante

	La densité (ρ) kg/m ³	La conductivité (λ) W/mK	La chaleur spécifique (c_p) J/kgK
Cuivre	8978	387.6	381

IV.7.2. Maillage et Conditions aux limites

Dans notre étude, la géométrie et le maillage du domaine ont été réalisés à l'aide du préprocesseur GAMBIT. Le maillage utilisé est de type quadratique, il est visible sur la figure (IV-7), avec les conditions aux limites imposées.

Les simulations sont conduites en régime instationnaire en utilisant l'algorithme PISO pour le couplage pression-vitesse.

La forme initiale de l'interface vapeur-liquide est perturbée par la formation et l'augmentation de la bulle. Donc, il y a une autre initialisation de la fonction UDF dans laquelle les cellules remplies de vapeur doivent satisfaire la condition suivante ^[96]:

$$\delta = \frac{\lambda_0}{64} \left(4 + \cos \frac{(2\pi x)}{\lambda_0} \right)$$

(IV .24)

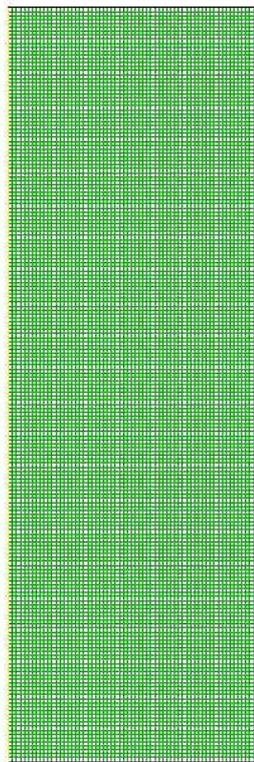


Figure IV-7 Maillage

Une fois que la géométrie et le maillage du domaine physique étudié sont définis, nous spécifierons les zones géométriques sur lesquelles nous allons appliquer les conditions aux limites. La partie basse est la surface chaude (paroi : wall), les deux côtés sont symétriques (symmetry) et la partie supérieure est la pression statique de sortie (pressure outlet). Les calculs sont faits en coordonnées cartésiennes, figure (IV-8).

Les différents types de conditions aux limites pour notre étude sont:

- Puisque nous limitons le calcul à un demi-domaine, la première condition aux limites de l'axe du système est une condition "symmetry".
- La deuxième condition limite "Pressure Outlet" spécifie la pression statique de sortie. L'utilisation de Pressure Outlet sert à définir la pression statique à la sortie. L'utilisation de la condition "Pressure Outlet" au lieu de "Outflow" a souvent comme conséquence d'une meilleure convergence.
- La troisième condition aux limites au niveau de la plaque, est de type "wall". C'est une condition de flux de quantité de mouvement nul. La vitesse est tangente à la paroi pour les cellules de voisinage. Ceci est utilisé pour délimiter les régions solides des régions fluides.

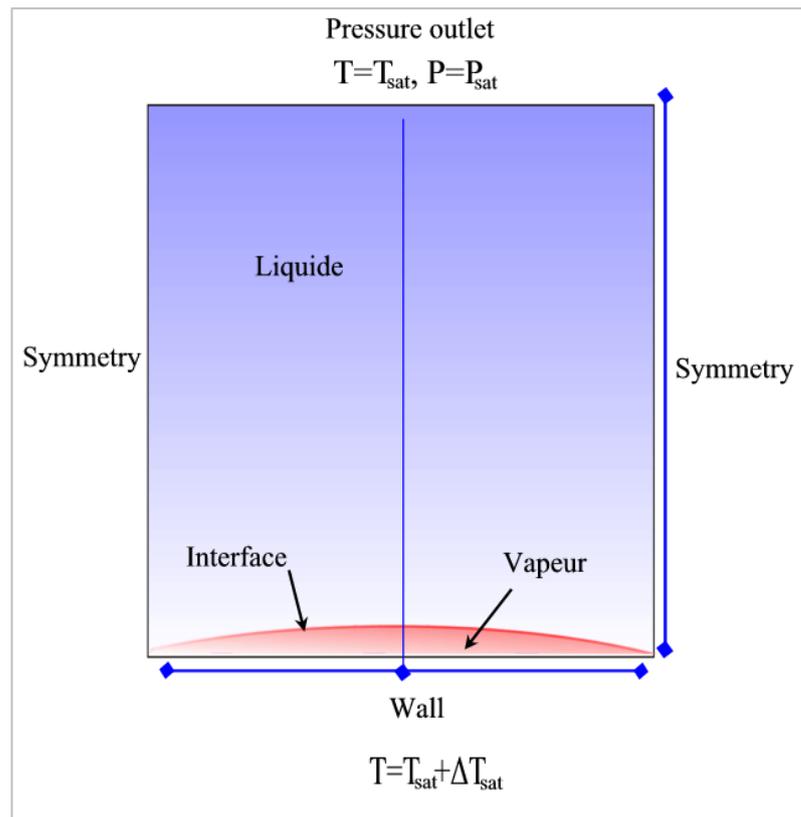


Figure IV-8 Conditions aux limites

Après la détermination du maillage et des conditions aux limites du domaine physique, nous exportons le fichier depuis le préprocesseur GAMBIT vers le solveur FLUENT en format "msh" afin d'effectuer les simulations numériques tout en discrétisant les équations qui gouvernent l'écoulement

Conclusion

La dynamique de la bulle joue un rôle important dans l'amélioration du transfert de chaleur par ébullition, pour cette raison, nous nous sommes situés à l'échelle de la bulle et nous avons simulé le détachement d'une bulle de vapeur sur une surface chauffée dans un liquide au repos. Dans ce chapitre, nous avons élaboré les hypothèses considérées dans notre étude et nous avons ainsi, défini les méthodes numériques d'une part et la présentation du code de calcul d'autre part.

Dans cette partie du travail, la méthode de la simulation numérique d'une bulle de vapeur formée lors de l'ébullition en film est présentée. Le modèle proposé est bidimensionnel et prend en considération le transfert thermique avec changement de phase. La simulation est basée sur les équations générales de la conservation de la masse (continuité), de la quantité de mouvement et de l'équation d'énergie. La fraction volumique et le terme source dans chaque phase sont déterminés avec la méthode VOF. Et ceci pour tenir compte de la déformation, en raison du changement de phase, de la naissance de la bulle de vapeur, de sa croissance et de son détachement.

Les dernières étapes de notre processus CFD, à savoir le calcul numérique avec les solutions, la visualisation des résultats et leur validation sont présentées dans le chapitre suivant.

Chapitre V

Résultats et discussions

V. Résultats et Discussions

V.1. Introduction

Dans ce chapitre les résultats obtenus dans cette étude à savoir l'ébullition libre sur une surface chauffante immergée dans un liquide au repos sont pris en considération.

Nous verrons en premier lieu, les résultats de la modélisation du transfert de chaleur par ébullition nucléée partielle ainsi que la nouvelle corrélation développée, qui sont discutés et validés. Et en deuxième lieu, les résultats de la simulation de l'ébullition en film sont analysés.

V.2. Evaluation de la corrélation générée par le plan d'expérience

La validité et l'exactitude des corrélations sont déterminées en les comparant avec des données expérimentales fiables couvrant une large gamme de conditions d'ébullition, (tableau V-1). Les résultats obtenus de la comparaison des différentes corrélations incluant la corrélation obtenue dans la présente étude, sont présentés dans les figures (V-1) à (V-8).

La comparaison est effectuée en calculant le pourcentage des erreurs de prédiction :

$$\text{erreurs de prediction (\%)} = \frac{q_{pred} - q_{exp}}{q_{exp}} \times 100 \quad (V.1)$$

Tableau V-1 Symboles utilisés pour identifier chaque fluide

Auteur	Yamagata*	Kurihara et Meyers*				Cornwell*	Singh*	Nishikawa*	Barthau*
Liquide	Eau	Eau	Acétone	CCl ₄	n-hexane	Eau	Eau	Eau	R114
Pression	0.101	0.101				0.101	0.101	0.101	0.15
Symbole	*	△	◇	◇	△	*	*	*	△

(*) : Données expérimentales

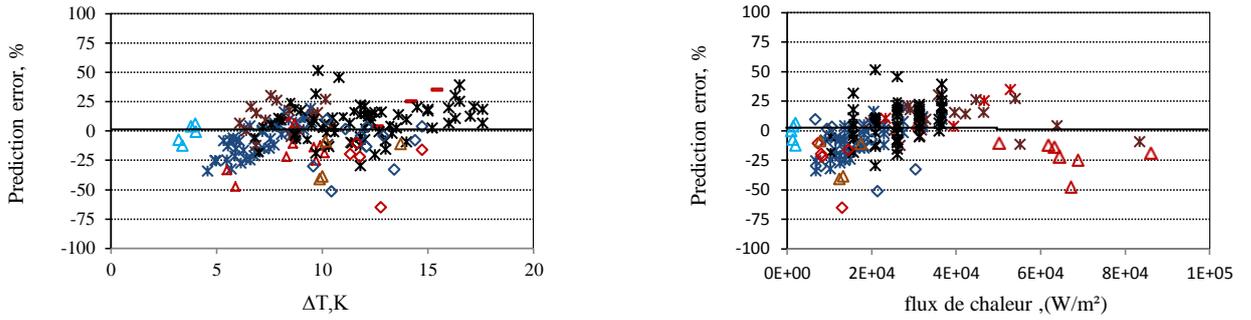


Figure V-1 Déviation relative de la corrélation de Hara

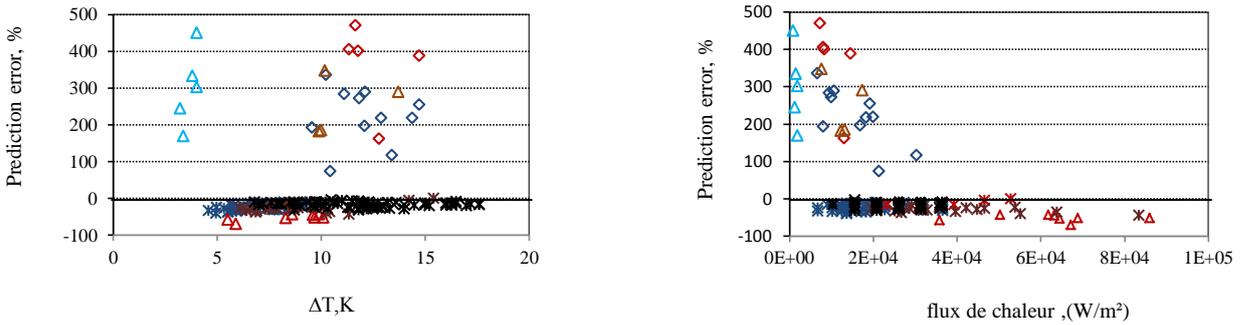


Figure V-2 Déviation relative de la corrélation de Nishikawa

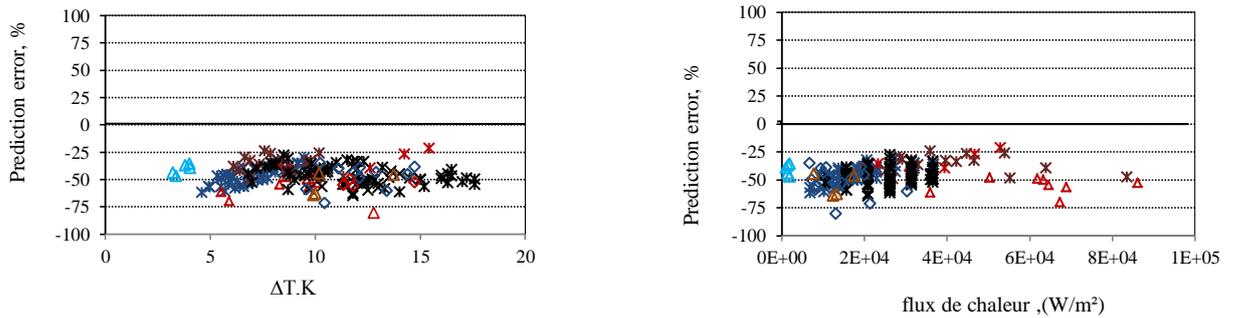


Figure V-3 Déviation relative de la corrélation de Kocamustafaogulari

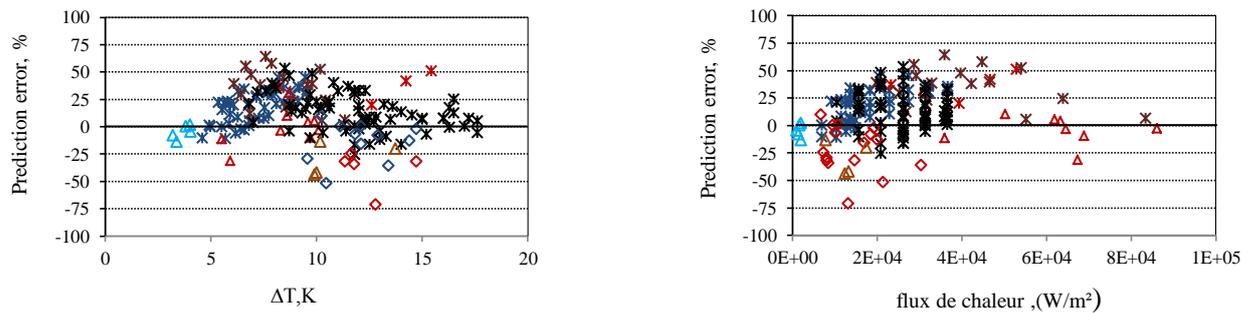


Figure V-4 Déviation relative de la corrélation de Sakashita & Kumada

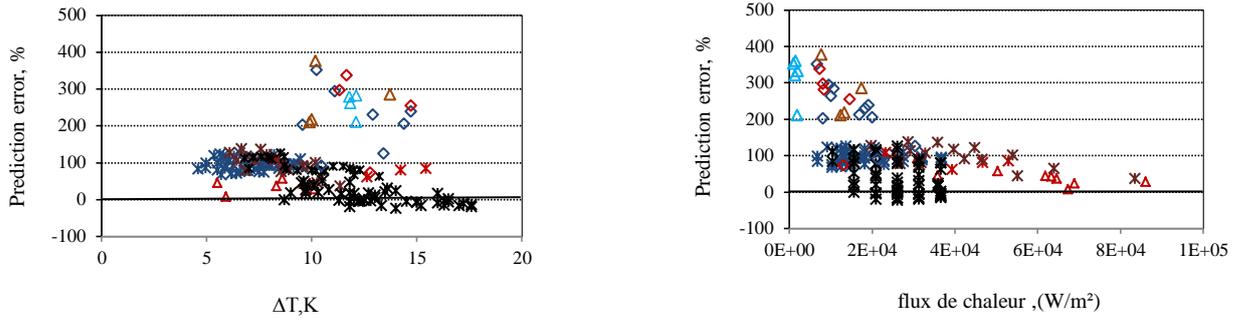


Figure V-5 Déviation relative de la corrélation de Kiriwara & Meyers

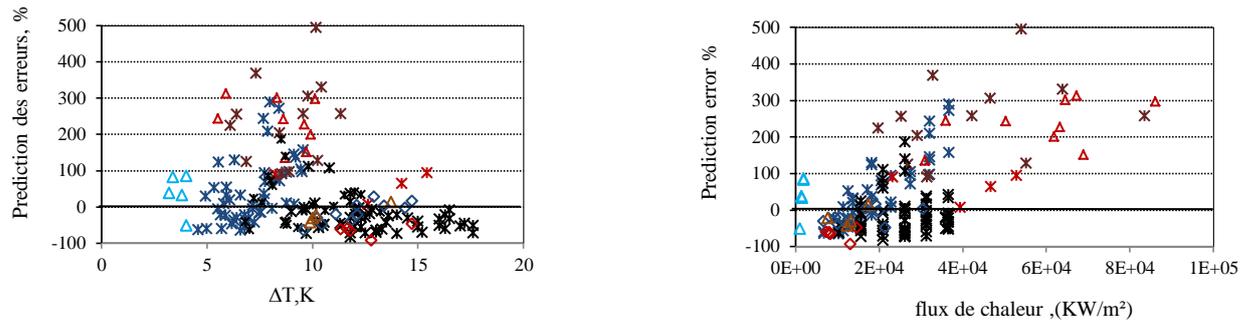


Figure V-6 Déviation relative de la corrélation de Mikic & Rohsenow

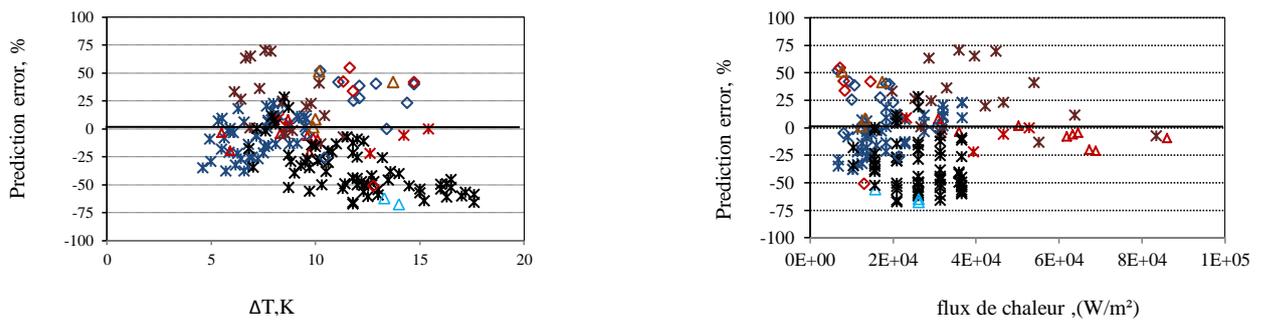


Figure V-7 Déviation relative de la corrélation de Tien

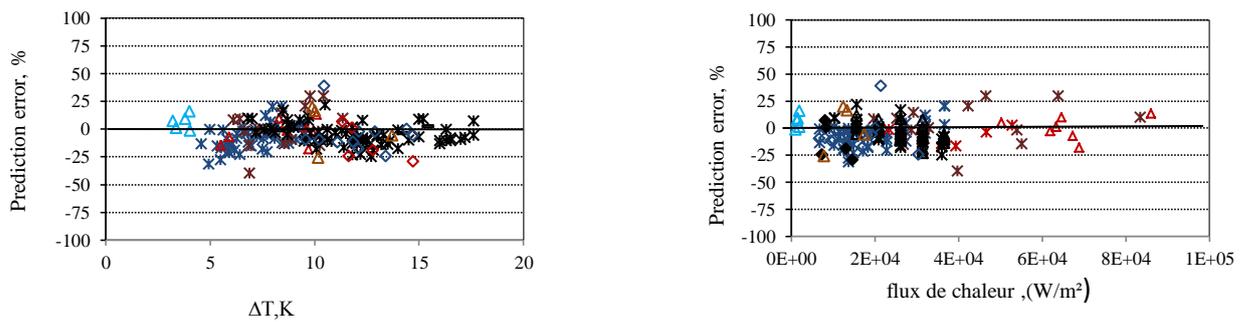


Figure V-8 Déviation relative de la Nouvelle corrélation

Ces graphes présentent les erreurs de la prédiction en fonction de la surchauffe et de flux de chaleur, en exploitant des données expérimentales établies pour différents fluides. A partir de ces graphes on peut constater que :

- Les corrélations de Tien, Hara et Sakashita & Kumada paraissent d'une façon général, en accord avec l'ensemble des données expérimentales ; tandis que la corrélation générée dans notre étude donne un meilleur résultat en présentant un parfait accord avec les données expérimentales, figure (V.8).
- Les corrélations de Nishikawa, Kirihara & Meyers et Mikic & Rohsenow sont loin des données expérimentales avec des erreurs de prédiction allant de -100% à 400%.

Les différents graphes des huit corrélations présentés ci-dessus peuvent être représentés par des écarts relatifs et absolus dans le tableau V-2. L'évaluation de ces corrélations est faite en calculant la moyenne des écarts relatifs et absolus entre les flux de chaleur déterminés par la corrélation et ceux obtenus expérimentalement :

$$erreur_{rel} (\%) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{(q_{pred} - q_{exp}) \times 100}{q_{exp}} \quad (V.2)$$

$$erreur_{abs} (\%) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left| \frac{(q_{pred} - q_{exp}) \times 100}{q_{exp}} \right| \quad (V.3)$$

Où n correspond au nombre de points expérimentaux pris en compte dans le calcul de la moyenne.

Tableau V-2 Calcul de la moyenne des écarts absolus et relatifs

Les données expérimentales		Yamagata	Kurihara	Singh	Cornwell	Nishikawa
Les corrélations						
Hara	E _{rel} %	-06.98	-16.64	08.61	18.43	07.79
	E _{abs} %	15.57	18.71	13.18	18.43	13.89
Nishikawa	E _{rel} %	-24.29	192.5	-29.29	-09.25	-17.73
	E _{abs} %	24.29	218.9	29.29	09.28	17.73
Kocamustafaogullari	E _{rel} %	-46.46	-51.72	-36.46	-30.71	-48.56
	E _{abs} %	46.46	51.72	36.46	30.71	48.56
Sakashita&Kumada	E _{rel} %	19.23	-14.78	25.24	27.61	14.17
	E _{abs} %	20.60	17.40	25.24	27.64	18.20
Kurihara&Meyers	E _{rel} %	96.16	310.81	95.05	83.14	36.00
	E _{abs} %	96.16	310.81	95.05	83.14	43.13
Mikic&Rohsenow	E _{rel} %	42.57	51.39	350.93	63.44	-18.54
	E _{abs} %	71.05	94.42	350.93	63.44	47.23
Tien	E _{rel} %	-06.98	52.39	26.96	-04.69	-38.12
	E _{abs} %	15.57	61.74	20.35	09.25	40.23
Nouvelle corrélation (développée dans notre étude)	E _{rel} %	-07.30	-02.92	-11.05	-04.69	-05.14
	E _{abs} %	10.62	11.78	15.41	06.06	09.23

L'analyse comparative de la moyenne des écarts absolus et relatifs présenté dans le tableau V-2 ci-dessus, permet de tirer les remarques suivantes :

- D'une façon générale d'après la détermination des moyennes des écarts (Ecart Relatif et Absolu), les résultats des corrélations et les données expérimentales ne concordent pas parfaitement.
- Toutefois les moyennes des écarts entre les données expérimentales de Yamagata et les résultats des corrélations de Hara et Tien sont meilleures avec de faibles écarts.
- Les corrélations de Tien et Nishikawa présentent un accord avec les données de Cornwell, avec faible écart.
- En revanche, en plus des faibles écarts que présente nôtre corrélation avec les données expérimentales de Yamagata et Cornwell, notre corrélation présente aussi de faibles écarts avec celles de Kurihara, Singh et Nishikawa. Ce qui n'est pas le cas pour les autres corrélations.
- Les corrélations de Mikic et Rohsenow, Kocamostafaogullari et Nishikawa donnent les moins bons résultats sur l'ensemble des données expérimentales.
- Donc, en conclusion notre corrélation est mieux adaptée pour le régime d'ébullition nucléée partielle.

Les résultats obtenus montrent ainsi que le mode de croissance des bulles de vapeur dépend fortement de la valeur de la surchauffe, de la densité de sites de nucléation, de la chaleur latente de vaporisation ainsi que de la tension superficielle.

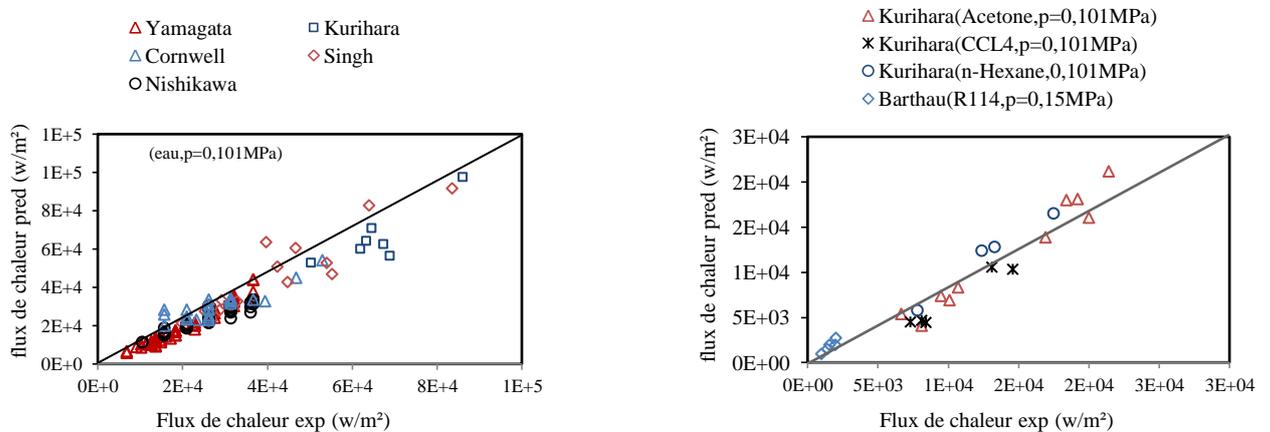


Figure V-9 Comparaison entre le flux de chaleur expérimental et prédit

La validation de la nouvelle corrélation développée dans notre étude est déterminée en comparant le flux de chaleur obtenu par notre corrélation avec ceux obtenus expérimentalement. Cette comparaison montre que la corrélation proposée par notre étude est très appropriée pour les différents fluides : Eau, Acétone, CCl4, n-Hexane et R114 (avec des déviations restant relativement faibles inférieures à 20%). Ces résultats montrent que la nouvelle corrélation est parfaitement appropriée pour la prédiction des flux de chaleur dans une large gamme de fluide et de conditions opératoires

V.2.1. Flux de chaleur dans les régimes d'ébullition nucléée complètement développée

La figure ci-dessous présente une comparaison entre le flux de chaleur prédit et celui de Liu & Winterton [97], Basu & al [98] et ceci dans le régime d'ébullition nucléée complètement développée. On peut constater que quelles que soit les conditions opératoires, la nouvelle corrélation développée dans notre étude présente un comportement cohérent et évolue qualitativement de la même manière que les données expérimentales.

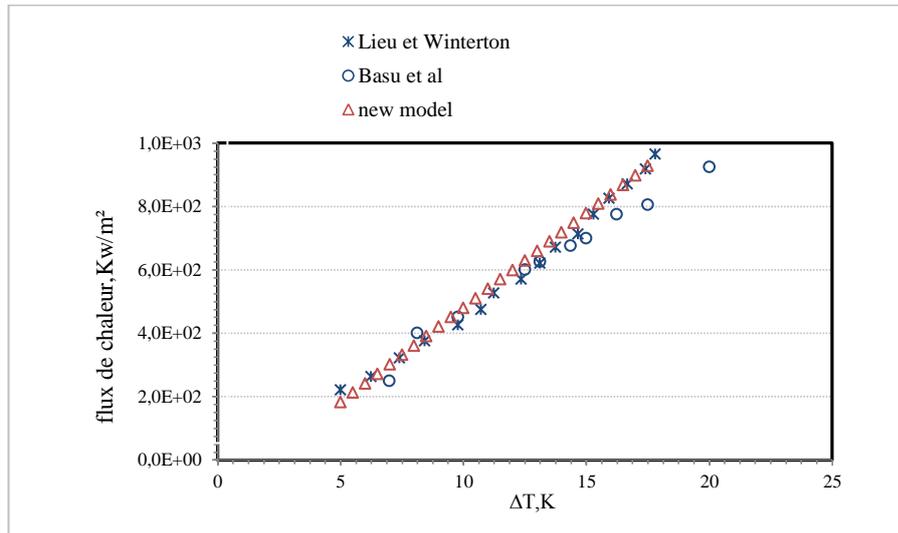


Figure V-10 Evolution du flux de chaleur dans le régime d’ébullition nucléée

Dans le régime d’ébullition nucléée partielle et complètement développée la nouvelle corrélation donne donc des bons résultats.

V.2.2. Flux de chaleur maximal

Le flux de chaleur maximal ou critique (CHF) est déterminé à partir de la relation de Zuber [99] :

$$q_{CHF} = 0,131 \rho_v^{0,5} h_{fg} [\sigma g (\rho_l - \rho_v)]^{\frac{1}{4}} \tag{V.4}$$

La Figure (V-11) ci-dessous présente les valeurs de CHF pour les fluides : eau, Acétone, CCl₄, n-Hexane et R114. Cette expression donne les mêmes résultats que ceux obtenus expérimentalement. On constate ainsi que le CHF dépend fortement des caractéristiques des fluides.

L’eau, étant le liquide où le flux de chaleur critique atteint sa valeur maximale, est donc le fluide le plus utilisé dans le domaine d’ébullition.

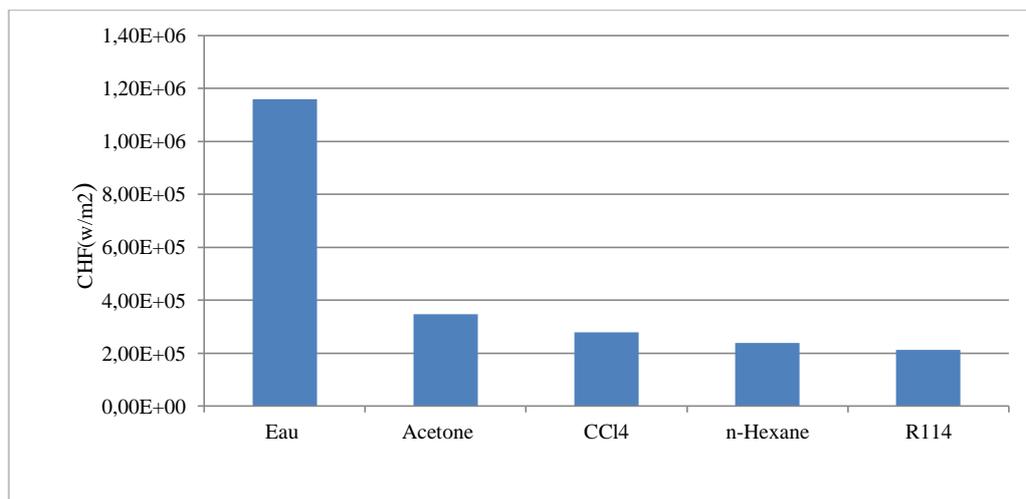


Figure V-11 le flux de chaleur critique pour différents fluides

V.3. Evaluation des résultats de simulation numérique

Au cours des dernières années, plusieurs études ont été faites pour clarifier et modéliser le mécanisme d'ébullition qui est associé au processus de changement de phase liquide-vapeur dans le régime d'ébullition nucléée. Dans cette partie, le régime intéressant, qui est l'ébullition en film où l'augmentation de température implique aussi une augmentation de flux de chaleur, est abordé.

Dans le problème de changement de phase, les équations de continuité, d'énergie et de masse doivent généralement inclure les effets de tension superficielle, la chaleur latente, le transfert de masse de l'interface ainsi que la dynamique liquide-vapeur.

Pour le domaine de simulation, la largeur suivant l'axe x sera prise égale à la longueur d'onde de l'instabilité de Taylor-Raleigh (λ_0) et ceci pour permettre de visualiser l'ascension d'une seule bulle de vapeur, (voir chapitre IV). Comme on utilise la condition de symétrie donc la largeur sera égale à $\frac{\lambda_0}{2}$. En prend aussi la longueur selon y égale $\frac{3\lambda_0}{2}$, ceci pour bien visualiser le comportement de l'ascension et de n'avoir qu'une seule bulle à la fois.

L'épaisseur initiale du film est maximum à " $x = 0$ " défini comme "node" et minimum à " $x = \frac{\lambda_0}{2}$ " défini comme "antinode". Les conditions aux limites sur les deux faces gauche et droite du domaine sont des conditions aux limites symétriques.

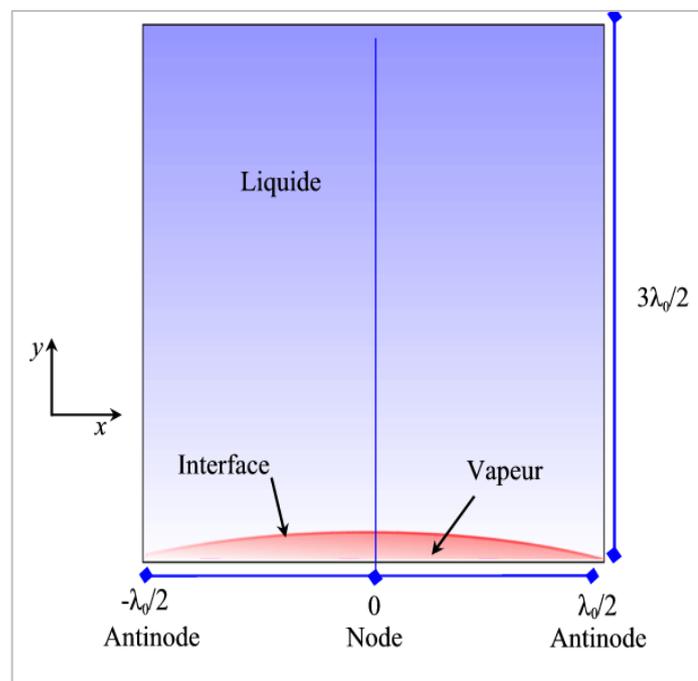


Figure V-12 Dimension du domaine d'étude

$$\text{À } x = 0 : \quad u = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \alpha}{\partial x} = 0,$$

$$\text{À } x = \lambda_0 / 2 : \quad u = 0, \quad \frac{\partial v}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \alpha}{\partial x} = 0,$$

Les conditions aux limites à la sortie sur la surface supérieure du domaine :

$$\text{À } y = 3\lambda_0 / 2 : \quad \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial \alpha}{\partial y} = 0; \quad P = P_0$$

La pression à la sortie “outlet pressure” est défini comme pression de saturation, la température de la paroi est la somme des températures de saturation et de surchauffe.

$$\text{À } y = 0 : \quad T = T_{sat} + \Delta T_{sat}$$

V.3.1. Etude de la croissance d'une bulle de vapeur d'eau

Les propriétés thermiques et physiques d'eau présentées dans le tableau V-3 ci-dessous, sont évaluées proches du point critique à la température de saturation qui est liée à la pression de saturation.

- ❖ Eau : $T_{sat} = 646.15 \text{ K}$; $P_{sat} = 21.814 \text{ MPa}$; $h_{lv} = 276.4 \times 10^4 \text{ KJ/Kg}$;
 $\sigma = 0.0645 \text{ mN/m}$

Tableau V-3 Les propriétés des deux phases de l'eau

	La densité (ρ) kg/m ³	La viscosité (μ) $\mu\text{Ns/m}^2$	La conductivité (λ) mW/mK	La chaleur spécifique (c_p) kJ/kgK
Liquide	398.68	47.812	547.93	243.78
vapeur	247.22	33.706	590.67	450.73

V.3.1.1. Choix du maillage

>

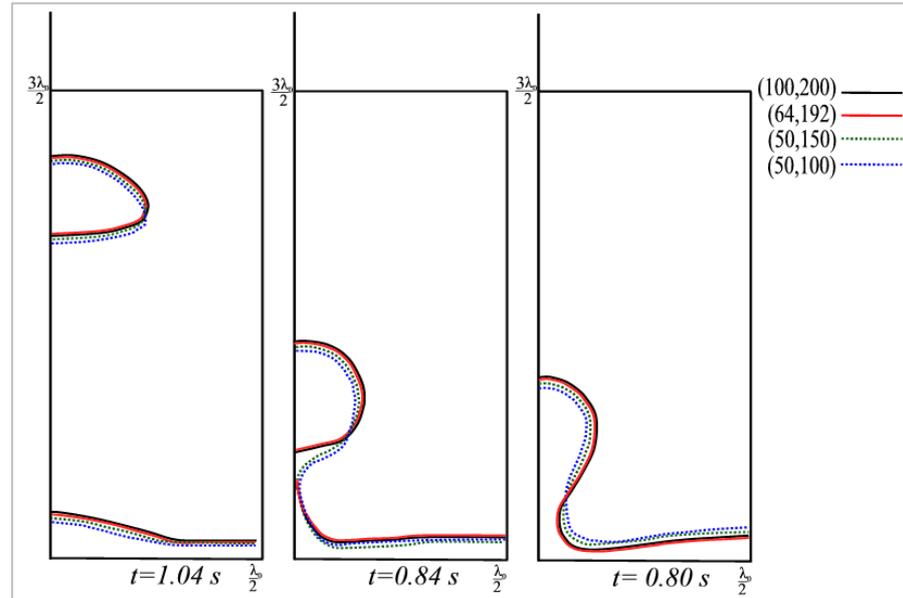


Figure V-13 Evolution d'une bulle pour différents maillage

Note : Le choix du temps dans notre étude n'est pas aléatoire, mais dépend des améliorations résultant des changements de phases.

V.3.1.2 Validité de la simulation

Dans le but d'attribuer plus de confiance aux résultats de nos simulations numériques, on a établi une comparaison avec l'investigation expérimentale de Robinson ^[100].

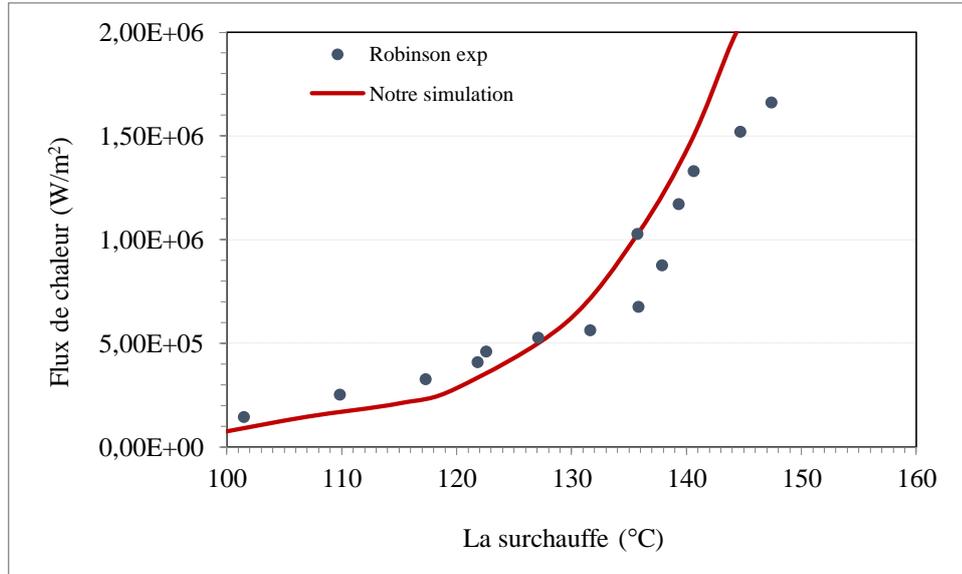
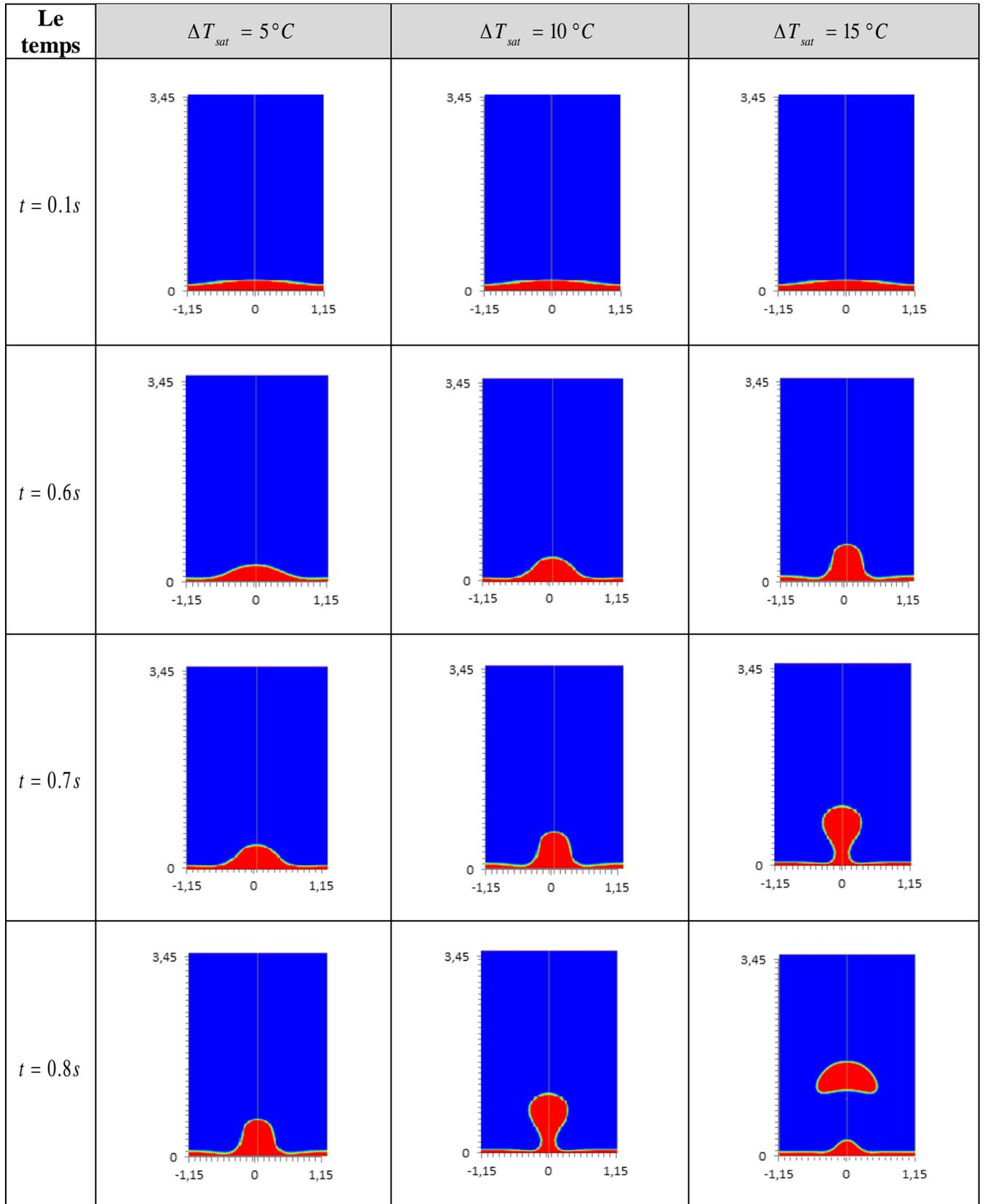


Figure V-14 Flux de chaleur en fonction de la surchauffe

D'après la figure (V-14) le flux de chaleur obtenue par la simulation est en cohérence avec les données expérimentales de Robinson ^[100]. On confirme que le modèle VOF de notre simulation, qui prédit la dynamique de la bulle de vapeur à l'ébullition sur une surface chauffante, est en accord.

V.3.1.3. Evolution d'une bulle de vapeur lors de son ascension

Un ensemble des images de cycles de vie de bulles de vapeur depuis la naissance jusqu'à la disparition est présenté dans la Figure (V-15) ci-dessous, et ceci pour des valeurs différentes de la surchauffe ΔT_{sat} égale à 5°C, à 10°C et à 15°C.



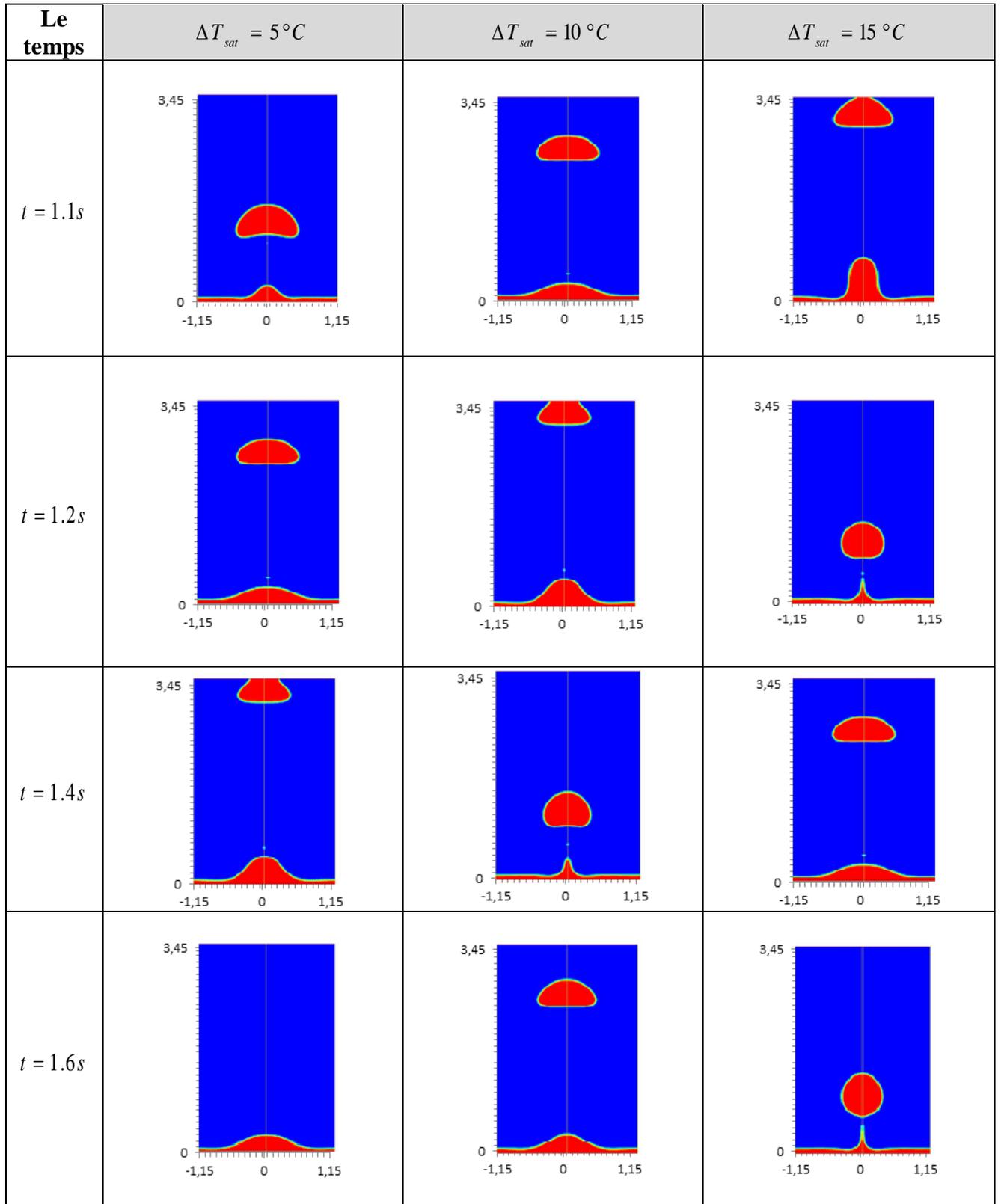


Figure V-15 Profil de détachement d'une bulle de vapeur d'eau à différents pas de temps pour des valeurs différentes de surchauffe

D'après ces images on peut conclure que la surchauffe joue un rôle très important pour l'augmentation de la fréquence cyclique de détachement d'une bulle de vapeur ; donc la surchauffe participe activement à l'accroissement de flux de chaleur.

Pour un temps égal à 1.6s on a un seul cycle de vie d'une bulle de vapeur d'eau et ceci pour une surchauffe de 5°C. On obtient deux cycles de vie pour $\Delta T_{sat} = 10^\circ C$ et trois cycles pour 15°C. Pendant le cycle de vie d'une bulle de vapeur, on constate que la forme de la bulle n'est pas toujours sphérique ; car on distingue un changement de forme de la bulle de vapeur d'une forme hémisphérique vers une forme de calotte. On constate aussi que le temps de détachement est inversement proportionnel à la surchauffe de la paroi et que le détachement de la bulle de la surface chaude perturbe le film de vapeur, de ce fait il améliore le transfert de chaleur. L'augmentation de la surchauffe augmente la fréquence de formation de bulle mais assure aussi une ébullition en film.

L'évolution de la fraction volumique, le champ de températures et de vitesses autour de la bulle en ascension et ceci pour différents temps, sont présentés dans les figures (V-16), (V-17) et (V-18).

V.3.1.4. Contour de la fraction volumique

Dans l'étude d'ébullition d'eau (dans les conditions précédemment citées) sur une plaque de cuivre avec une valeur de surchauffe $\Delta T_{sat} = 10^\circ C$, le processus de détachement est enclenché après 0.8s. Durant l'ascension d'une bulle de vapeur, le diamètre à la base de la bulle commence à se réduire puis la forme de cette dernière s'aplatie. Après un temps égal à 1.2s, le processus de détachement prend fin et le cycle suivant commence, les expériences de Shoji et al [101], démontrent que la deuxième bulle se forme quand la première est libérée. Cette simulation montre précisément ce comportement des bulles. La figure (V-16) présente l'allure des contours de la fraction volumique de la bulle de vapeur d'eau pour ce cas précis.

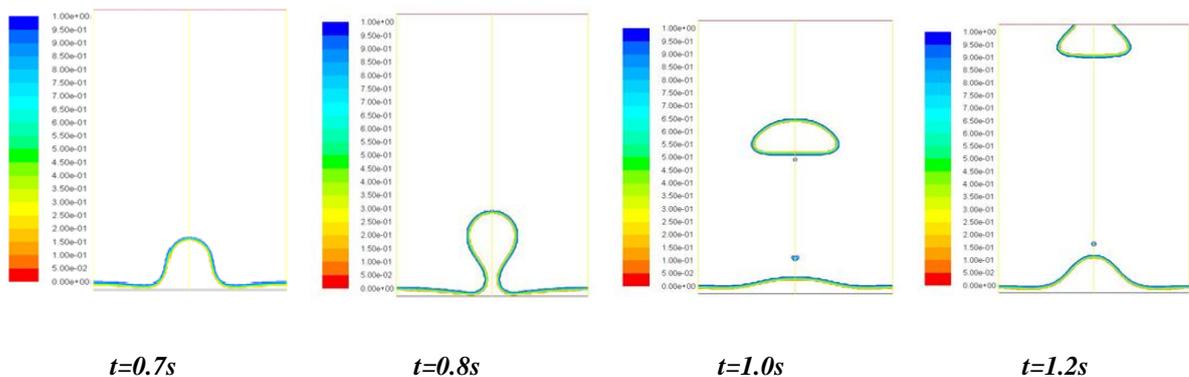


Figure V-16 Contour de la fraction volumique

Ce phénomène peut-être décrit de la façon détaillé suivante :

Dans la période initiale, la bulle prend une forme hémisphérique ; lorsque celle-ci est en croissance, le liquide remplit l'espace entre la bulle et l'interface en poussant l'interface vers le bas puis la bulle change de forme et devient quasi sphérique. Ensuite, sous l'effet de la gravité la bulle se détache et s'éloigne permettant ainsi d'évacuer l'énergie emmagasinée sous forme de chaleur latente de vaporisation en proche paroi. Un nouveau cycle peut commencer. Au fur et à mesure de l'ascension, on observe que la bulle prend une forme de calotte sphérique, qui est plus étalée en largeur et moins étendue en longueur, la tension de surface joue un rôle très important pour mettre en évidence la forme de la bulle.

V.3.1.5. Contour de la température

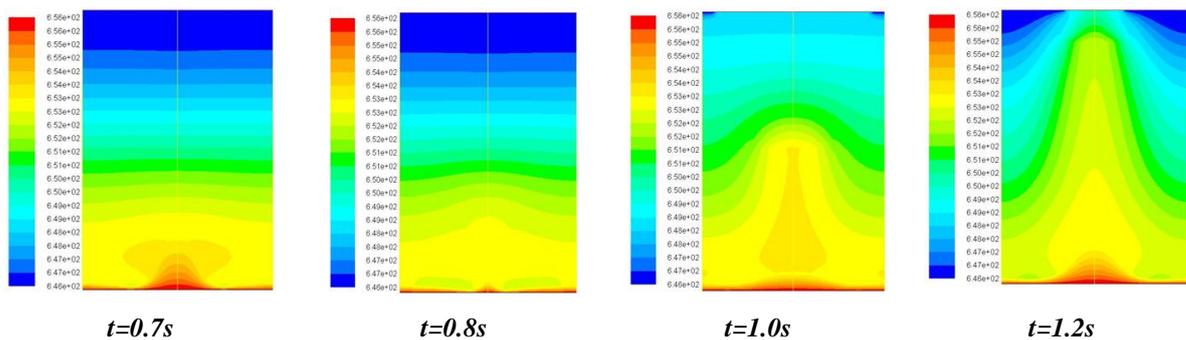


Figure V-17 Distribution de température(K)

La distribution de la température est illustrée dans la figure (V-17). La variation de la température indique que cette dernière atteint une valeur maximale égale à 656.15°K et ceci au niveau du film de vapeur et prend aussi des valeurs élevées autour de la bulle. Ensuite la température décroît jusqu'à atteindre la T_{sat} (pressure outlet condition) et ceci dans la partie supérieure du domaine qui n'est pas affecté par le mouvement de la bulle de vapeur. Ceci est bien remarqué sur les deux premières présentations de la figure (V-17).

Pour un pas de temps égale à $t=1s$ et $t=1.2s$ on observe une vague thermique qui se forme dans le sillage à l'arrière (en bas) de la bulle ascendante, la distribution des températures de valeurs élevées est sous forme d'une pyramide, exposée dans les deux dernières présentations de la figure (V-17). La température reste minimale au sommet supérieur des antinodes.

V.3.1.6. Contour de la vitesse

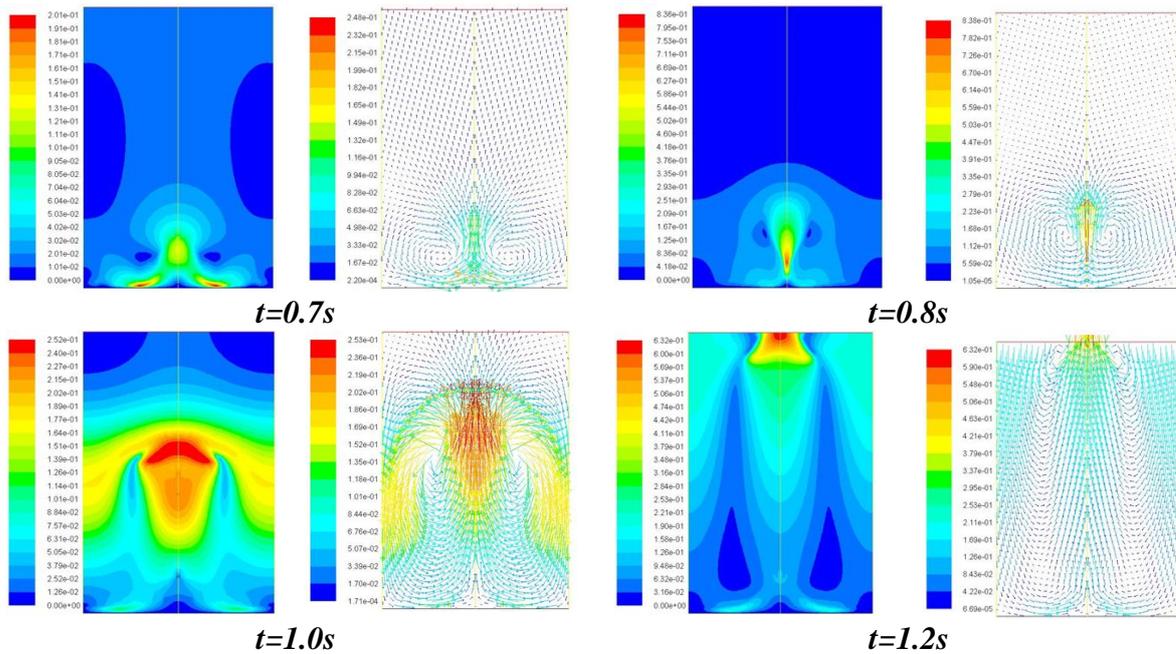


Figure V-18 Distribution des vitesses (m/s)

La figure (V-18) présente la variation des vitesses du liquide autour de la bulle de vapeur durant sa naissance, son détachement et son ascension. Pour un temps égal à 0.7 secondes, on constate que la vitesse du fluide est plus élevée au cœur de la bulle et une formation de contre-rotations (vortex) symétriques pour mélanger la vapeur chaude et froide situées aux deux cotés latéraux du sillage de la bulle. Des vitesses minimales sont localisées au cœur de ces cellules ainsi qu'aux antinodes inférieures et au point de naissance de la bulle (node).

Au cours de sa croissance, la bulle hémisphérique attire tout le liquide autour d'elle en augmentant ainsi sa vitesse (la vapeur chaude est transportée aux parties inférieures de bulles, et la vapeur froide vers le capuchon de bulles) ; pour un temps égale à 0.8 secondes, les cellules contre rotatifs sont déplacées légèrement vers le haut dirigeant ainsi les vecteurs de vitesse maximales vers l'axe de l'anode, (les vitesses maximales du fluide sont localisées juste au-dessus et autour de la bulle en l'attirant vers le haut). La direction des vitesses est pratiquement parallèle au sens du déplacement de la bulle, sauf dans les régions latérales. La vitesse du fluide est presque nulle dans la partie supérieure puisque l'influence de l'accroissance de la bulle de vapeur est négligeable, tandis que la vitesse est maximale avant le moment de détachement de la bulle et atteint la valeur 0,95m/s. Pour un temps égal à 1 secondes, la bulle de vapeur est en ascension et la vitesse maximale du fluide diminue atteignant une valeur de 0,25 m/s, ceci est dû à l'effet d'expansion de la bulle et les vecteurs de vitesses maximales sont situés au cœur et autours de la bulle.

Pour le temps suivant de 1,2 secondes la vitesse du fluide autour de la bulle augmente juste après que cette dernière a touché la surface libre atteignant la valeur de 0.63m/s. On constate que tout le fluide est influencé par le mouvement de la bulle ascendante ainsi que celle en cours de formation. Ces résultats sont similaire et en accord avec les résultats obtenus par G. Tomar and G. Biswas^[102].

V.3.2. Comportement du nombre de Nusselt

Nusselt (Nu) représente le plus important nombre adimensionnel qui caractérise le phénomène d'ébullition, il est défini comme :

$$Nu = \frac{q \cdot \lambda_0}{\lambda_l (T_p - T_{sat})} \quad (V.5)$$

On a une proportionnalité entre le flux de chaleur et le nombre de Nusselt. Celle-ci explique le comportement de la dynamique d'une bulle de vapeur en reliant les deux paramètres. Les figures (V-19), (V-20) représentent l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du temps pour différentes valeurs de surchauffe. La simulation effectuée à différentes surchauffe de 5°C, 10°C et de 15°C, montre une variation importante en nombre des pics dans la distribution de nombre de Nusselt.

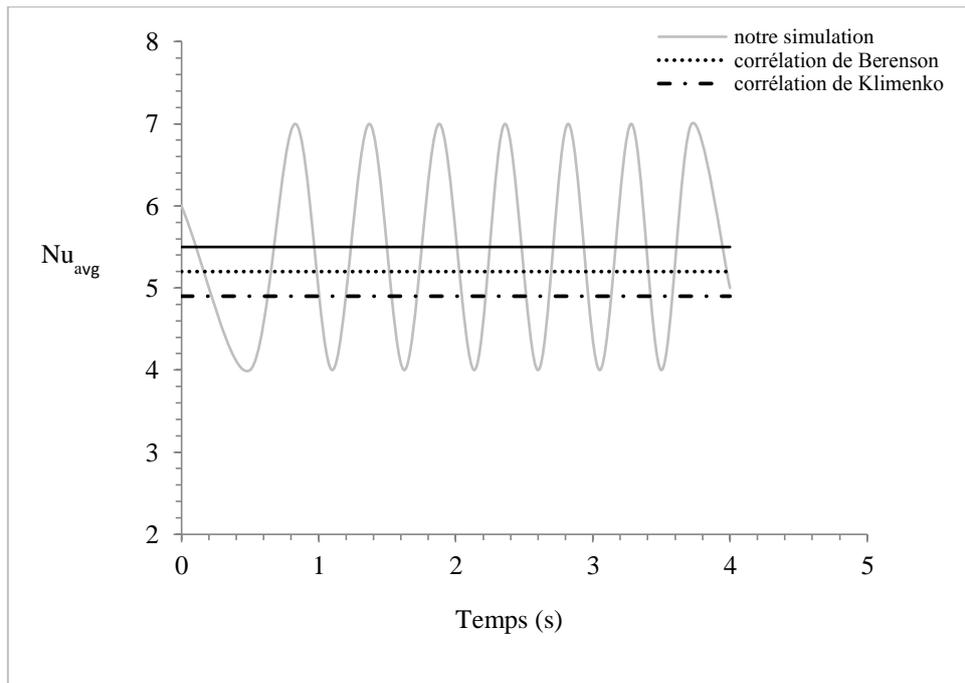


Figure V-19 Variation du nombre de Nusselt en fonction du temps Pour $\Delta T_{sat} = 10^\circ C$

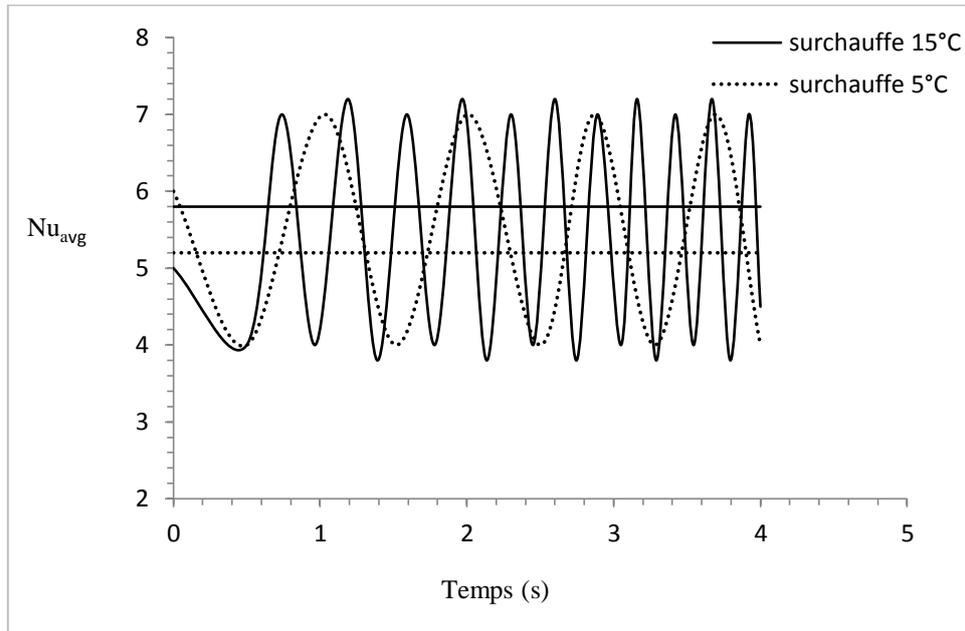


Figure V-20 Variation du nombre de Nusselt en fonction du temps pour $\Delta T_{sat} = 5^{\circ}\text{C}, 15^{\circ}\text{C}$

Ces figures montrent la distribution du nombre de Nu représenté par des pics individuels. Ces pics indiquent le cycle de vie d'une bulle de vapeur et le nombre de pic indique le nombre de bulles formées pendant un temps déterminé, (pour notre cas $t=4$ secondes).

Pour $\Delta T_{sat} = 5^{\circ}\text{C}$ on observe quatre pics donc une formation de quatre bulles de vapeur, sept pour $\Delta T_{sat} = 10^{\circ}\text{C}$ et onze bulles pour une surchauffe $\Delta T_{sat} = 15^{\circ}\text{C}$.

L'étude de la fréquence de détachement d'une bulle de vapeur, indiquée par la variation temporelle du nombre de Nu , montre que pour une surchauffe égale à 5°C on a en moyenne une bulle chaque 01 seconde et ceci avec un temps de détachement initial égal à $t_{di}=0.9$ s. Pour $\Delta T_{sat} = 10^{\circ}\text{C}$ et avec un temps de détachement moindre $t_{di}= 0.83$ s, on a une bulle détachée en moyenne chaque 0.55s. Et enfin pour une surchauffe de 15°C le temps de détachement initial diminue encore est atteint la valeur $t_{di}=0.7$ s, et la fréquence de détachement d'une bulle s'effectue en moyenne chaque 0.35s.

Donc on conclut que l'augmentation de la surchauffe implique une augmentation de la fréquence de détachement de bulle de vapeur.

Le nombre de Nu et par conséquent le flux de chaleur q dépendent fortement de l'épaisseur du film de vapeur, Nu et q sont élevés lorsque l'épaisseur du film de vapeur est mince et vice-versa. Par conséquent, le flux de chaleur moyen augmente lorsque plus de vapeur se précipite pour remplir la bulle et le film devient vapeur déficient, ce qui réduit son épaisseur conduisant ainsi à un nombre de Nu supérieur.

Au moment du détachement, l'interface à certains endroits est très proche de la surface chauffante, résultant ainsi une augmentation du nombre de Nu ; à cause de l'instabilité de type Taylor de plus en plus de régions deviennent vapeur déficiente et le nombre de Nu continue à augmenter jusqu'à ce que la bulle se détache, à ce moment-là, le nombre de Nu est maximal. Ainsi, un pic du nombre de Nu décrit le détachement de la bulle. La vapeur, en recul, rend le film instable et remplit le node ; une nouvelle formation de bulle se développe. Ce cycle est continu et est appelé « le cycle d'ébullition ». L'épaississement de l'interface provoque la chute du nombre de Nu . Sous l'action des vortex aux deux cotés latéraux de la bulle, l'interface devient mince, ce qui conduit à l'augmentation de nombre de Nu .

Une comparaison entre les valeurs de Nusselt moyen (Nu_{avg}) de nôtre simulation avec celles des corrélations de Berenson [103] et de Klemenko [104], représentée dans la figure (V-18), montre une similitude entre les résultats de notre simulation numérique et ceux des deux corrélations, avec des faibles erreurs comprises entre (6% - 12%).

Les figures (V-21) et (V-22) présentent les profils de flux de chaleur et de l'épaisseur de film de vapeur à différents instants t (0.4s, 0.6s, 0.8s et 0.9s). elles montrent qu'il y a une relation inversement proportionnelle entre le flux de chaleur et l'épaisseur de film de vapeur ; et ces résultats sont en accord avec les résultats de G. Tomar and G. Biswas [102].

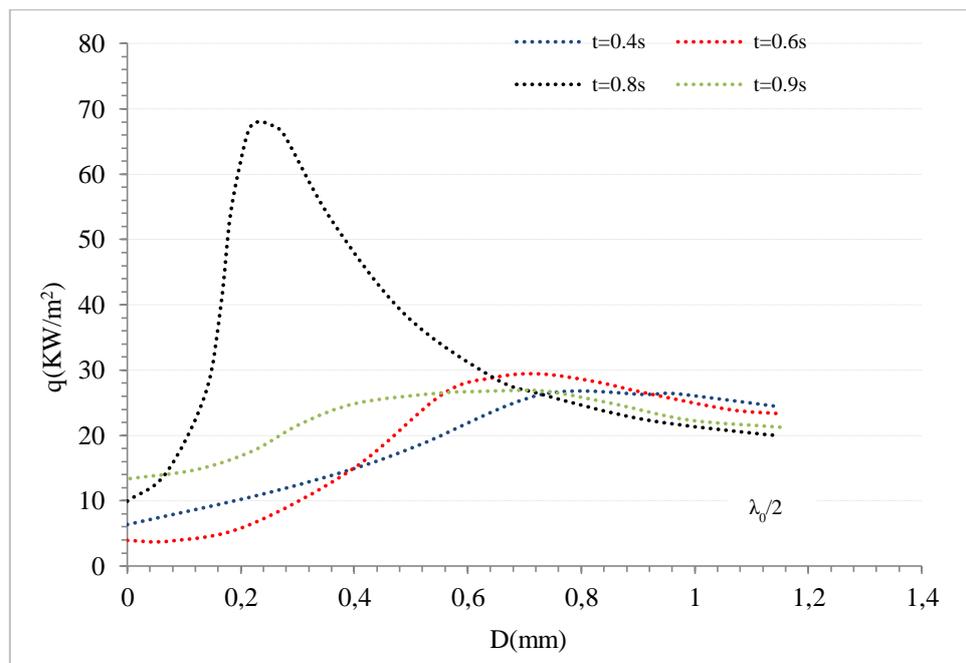


Figure V-21 Profils de flux de chaleur à différents instants

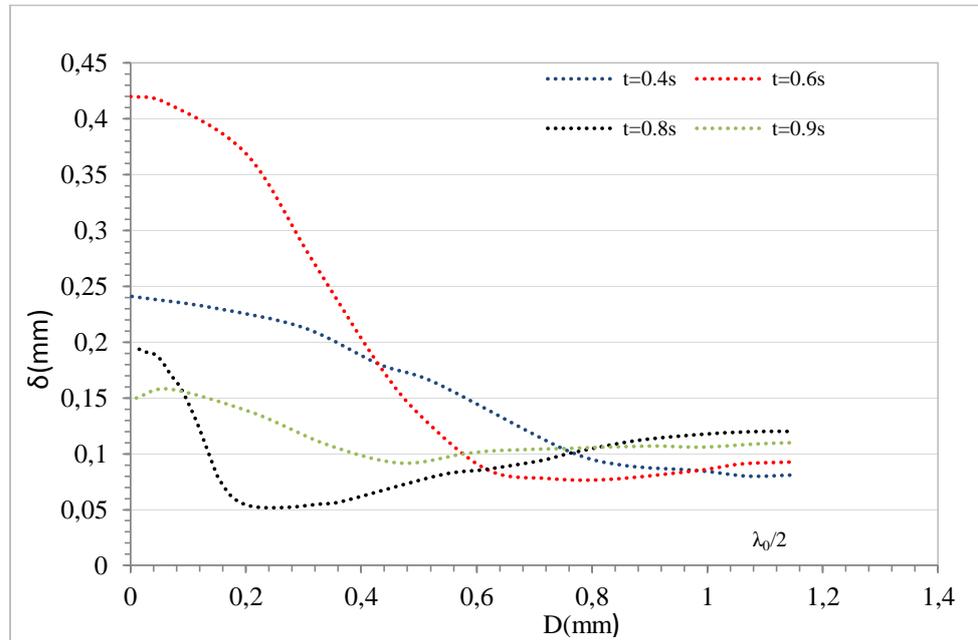


Figure V-22 Profils de l'épaisseur de film de vapeur à différents instants

D'après ces figures on a à l'instant de $t=0.4s$ un dôme de vapeur situé à la position 'node'. Dans ce cas, quand l'épaisseur de film δ est large le flux de chaleur q prend des valeurs faibles, à l'instant de $t=0.6s$ la vapeur est concentrée à la position 'node' pour former la bulle, l'épaisseur de film est forte par contre le flux de chaleur est très bas, au contraire dans l'antinode δ est faible et q élevé. Avant l'instant de détachement à $t=0.8s$ et pour une distance axiale $x=0.28mm$, le flux de chaleur est maximum et l'épaisseur de film devient minimale. A l'instant de $t=0.9s$ juste après le détachement, l'interface dans la position 'node' se déplace vers le bas, ce qui minimise l'épaisseur de film.

V.3.3. Vitesse de déplacement de la bulle de vapeur

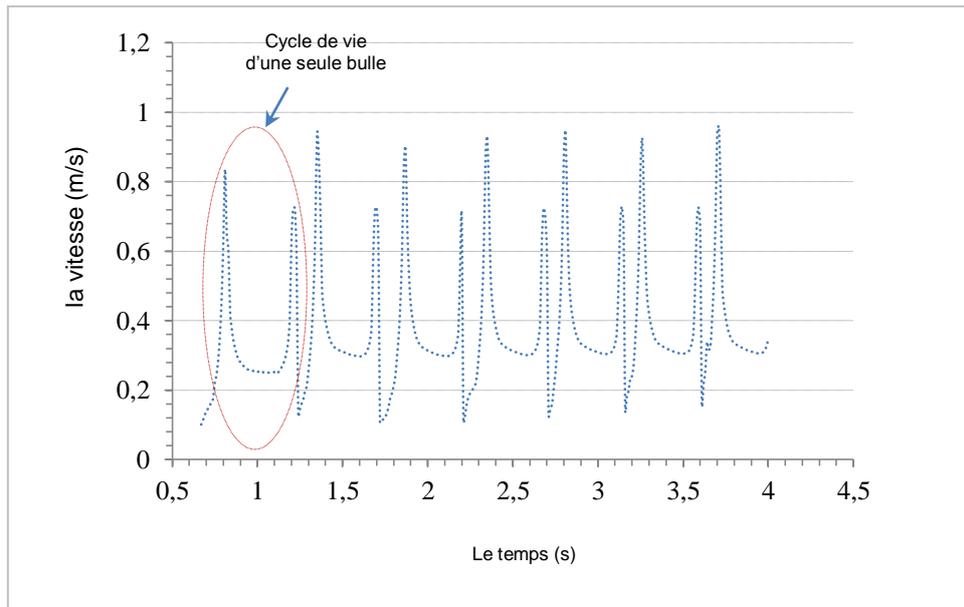


Figure V-23 Vitesse des bulles pendant leurs cycles de vie

Cette figure présente la vitesse maximale au cœur de la bulle en fonction du temps. Pour chaque cycle de vie d'une bulle de vapeur on a deux pics successifs lesquels représentent la formation, le détachement, l'ascension et la disparition de la bulle. La vitesse des bulles est presque identique pour chaque cycle, elle est maximale avec des valeurs atteignant 0,9 m/s au moment du détachement. Elle est faible quand la bulle est en ascension avec des valeurs entre 0,25-0,35 m/s. La vitesse maximale de la première bulle est inférieure à celle des bulles suivantes.

Ces constatations sont aussi observées dans les expériences de Shoji et al ^[101], lesquels ont remarqué que la deuxième bulle se forme quand la première est libérée. Cette deuxième bulle est entraînée et allongée par le mouvement circulatoire créé derrière la première bulle qui la tire ainsi plus rapidement de la surface chauffante.

V.3.4. Bulles de vapeur à haute surchauffe

Les figures suivantes présentent l'influence de la haute surchauffe sur le film de vapeur pour les mêmes conditions considérées précédemment, et ceci pour différentes valeurs de surchauffe : 20°C, 30°C et 100°C.

A haute surchauffe, après le détachement de la première bulle de vapeur une seconde de petite dimension se forme ; elle est en premier lieu rattachée à la tige de vapeur puis elle se détache à son tour. Une troisième bulle rattachée aussi à la tige se forme ensuite qui est toujours de faible dimension ; quelques centièmes de secondes après on a coalescence de la deuxième et la première bulle. Après disparition des premières bulles, la troisième à son tour se détache de la tige.

Puis après, il y a formation d'une autre bulle de même dimension que la troisième se détachant avec un temps plus au moins rapide. Ce phénomène se poursuit, avec un détachement de la bulle se faisant à une position plus basse pour une tige de moindre hauteur. Les diamètres de ces dernières bulles sont faibles puis passant à des dimensions moyennes. Les grandes valeurs de surchauffe égales ou supérieures à 100°C conduisent à la formation rapide de la vapeur dans laquelle le détachement des bulles est relativement élevé, ceci provoque par conséquent le rattachement de ces bulles avec la tige de vapeur.

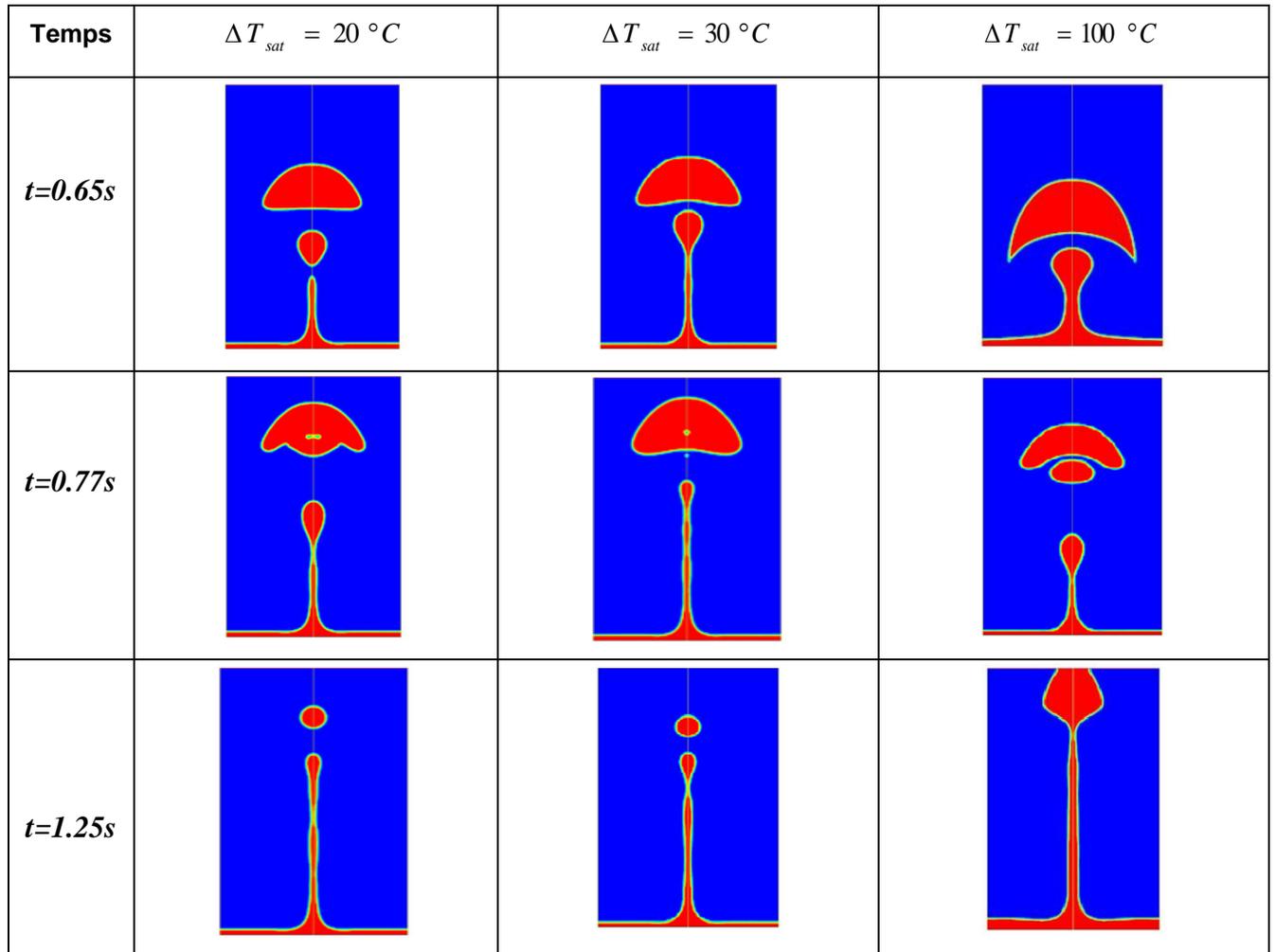


Figure V-24 Evolution de film de vapeur à haute surchauffe

On constate que à haute surchauffe qu'une grande quantité de vapeur est générées, la bulle de vapeur prend une forme d'un champignon, ces résultats ont été aussi observés expérimentalement par Ervin ^[105]. D'après la figure V-25 ci-dessous qui représente la relation entre le temps de détachement de la première bulle de vapeur et la surchauffe, on constate que le temps de détachement de la première bulle de vapeur diminue avec l'augmentation de la surchauffe de la paroi et ceci à faible surchauffe. Mais à haute surchauffe (c.-à-d. surchauffe supérieure à 20°C), le temps de détachement est quasi identique avec des valeurs comprises entre (0.47-0.55) secondes.

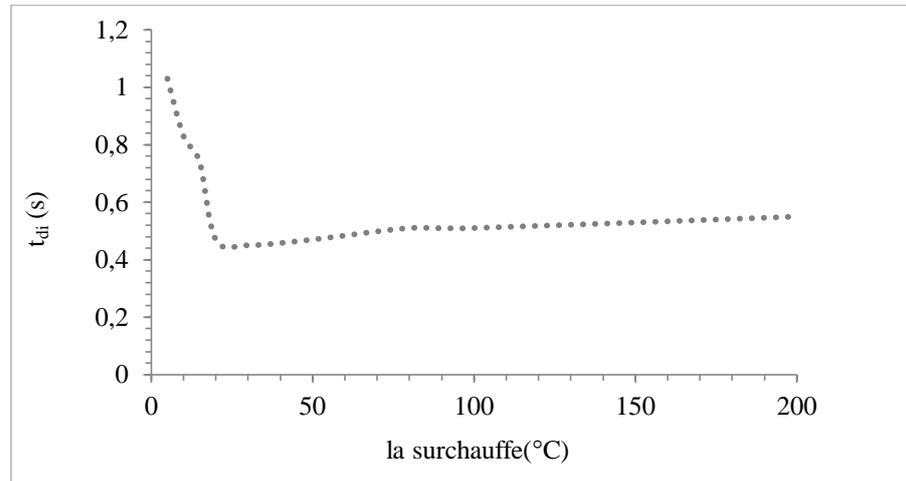


Figure V-25 Temps de détachement initial en fonction de la surchauffe

V.3.5. Influence des dimensions du domaine de calcul sur la dynamique des bulles de vapeur

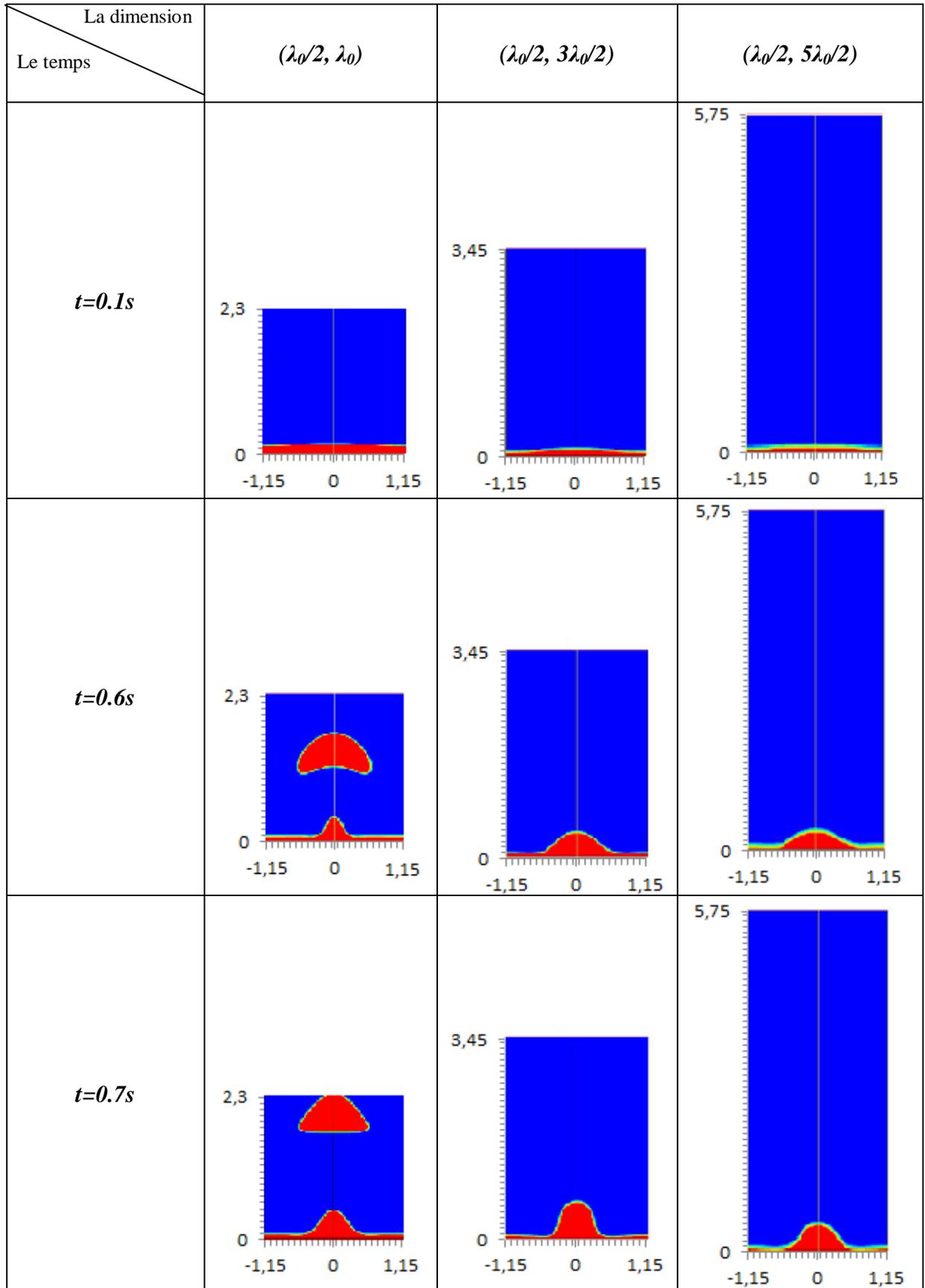
L'influence des dimensions du domaine de calcul de la simulation d'ébullition sur la dynamique des bulles de vapeur est étudiée dans cette partie. Ceci pour mettre en évidence l'influence de la taille de domaine de calcul sur la formation des bulles de vapeur.

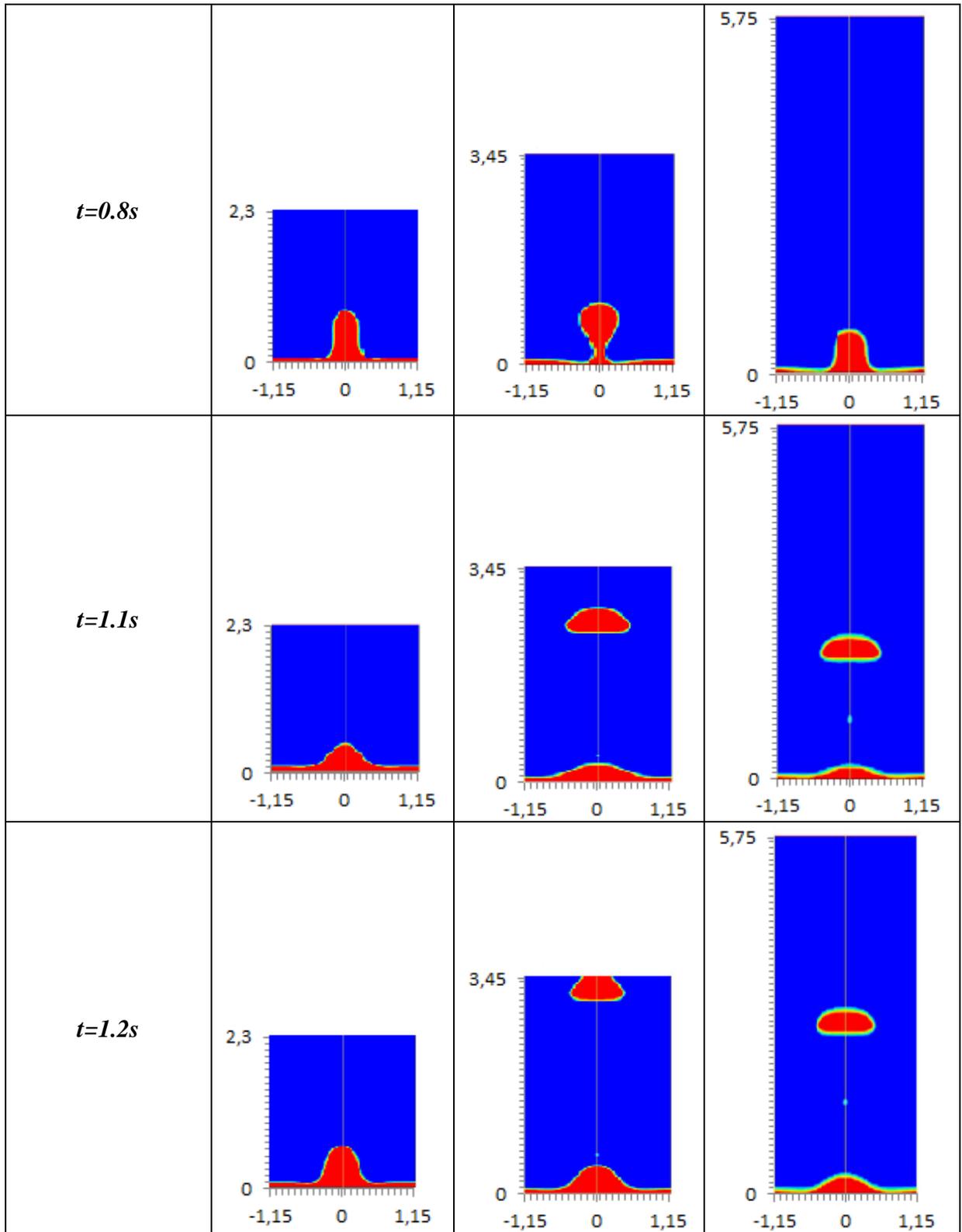
- **Changement de la hauteur du domaine de calcul:**

L'augmentation de la hauteur du domaine de calcul de $3\lambda_0/2$ à $5\lambda_0/2$ montre la formation simultanément de deux bulles successives ; la deuxième bulle se détache au cours de l'ascension de la première et avant sa disparition. On constate aussi que les dimensions (volumes) des bulles diminuent et le temps de détachement de chaque cycle augmente, figure (V-26). Le positionnement des bulles influence la distribution de la température, et on constate lors de la formation simultanée de deux bulles une différence par rapport à celle où il y a une seule bulle.

La répartition des vitesses montre que l'existence de deux bulles à des positions distinctes et à des vitesses différentes crée une recirculation presque dans tout le fluide. Les vecteurs de vitesse dans l'axe de symétrie du domaine sont au même sens du déplacement des bulles et les deux cellules contre rotatives (vortex) existent toujours créant ainsi une recirculation du fluide, figure (V-27).

Par contre pour une diminution de hauteur de $3\lambda_0/2$ à λ_0 , le diamètre des bulles augmente et le temps de détachement de chaque cycle diminue, figure (V-26). La distribution de la température ainsi que celle de la vitesse pour ce cas ne présente pas un changement marquant par rapport au cas du domaine de notre étude.





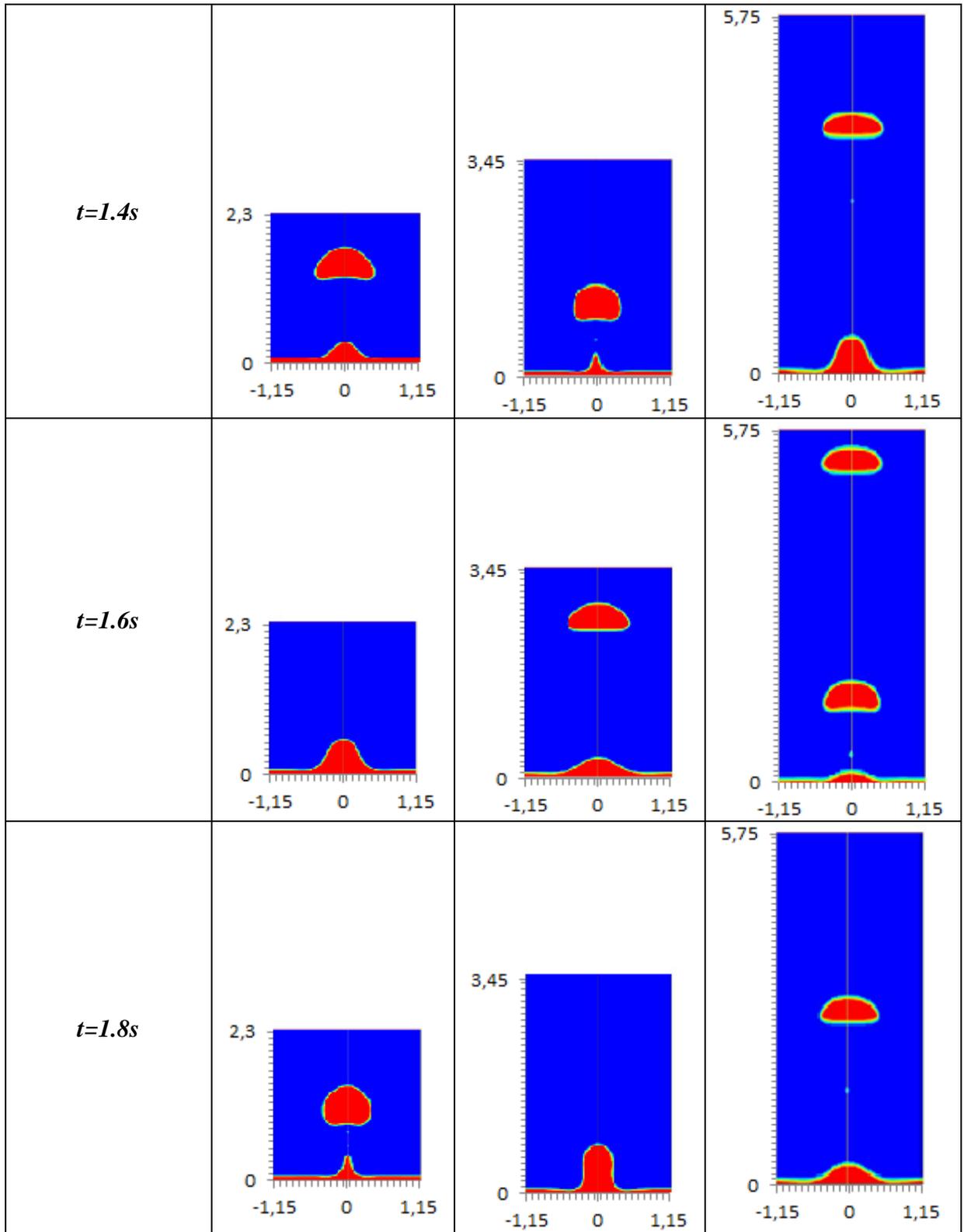


Figure V-26 Cycles de formation de bulles de vapeur pour les dimensions $(\lambda_0/2, \lambda_0)$, $(\lambda_0/2, 3\lambda_0/2)$, $(\lambda_0/2, 5\lambda_0/2)$ pour différents pas du temps

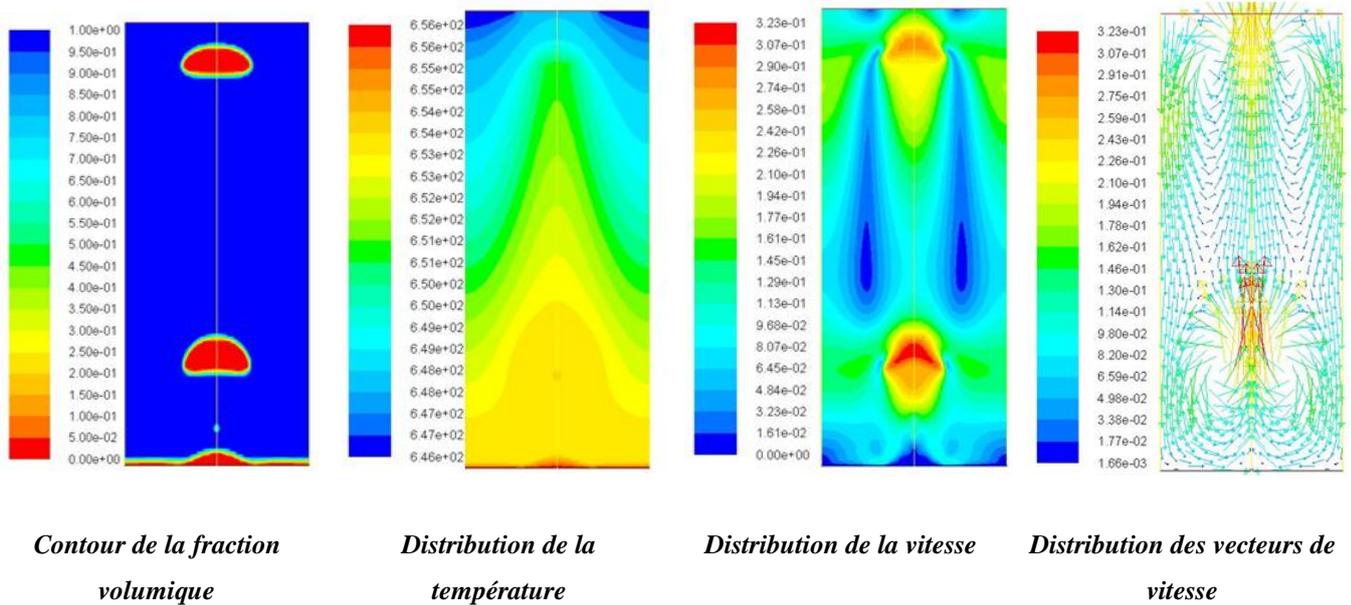


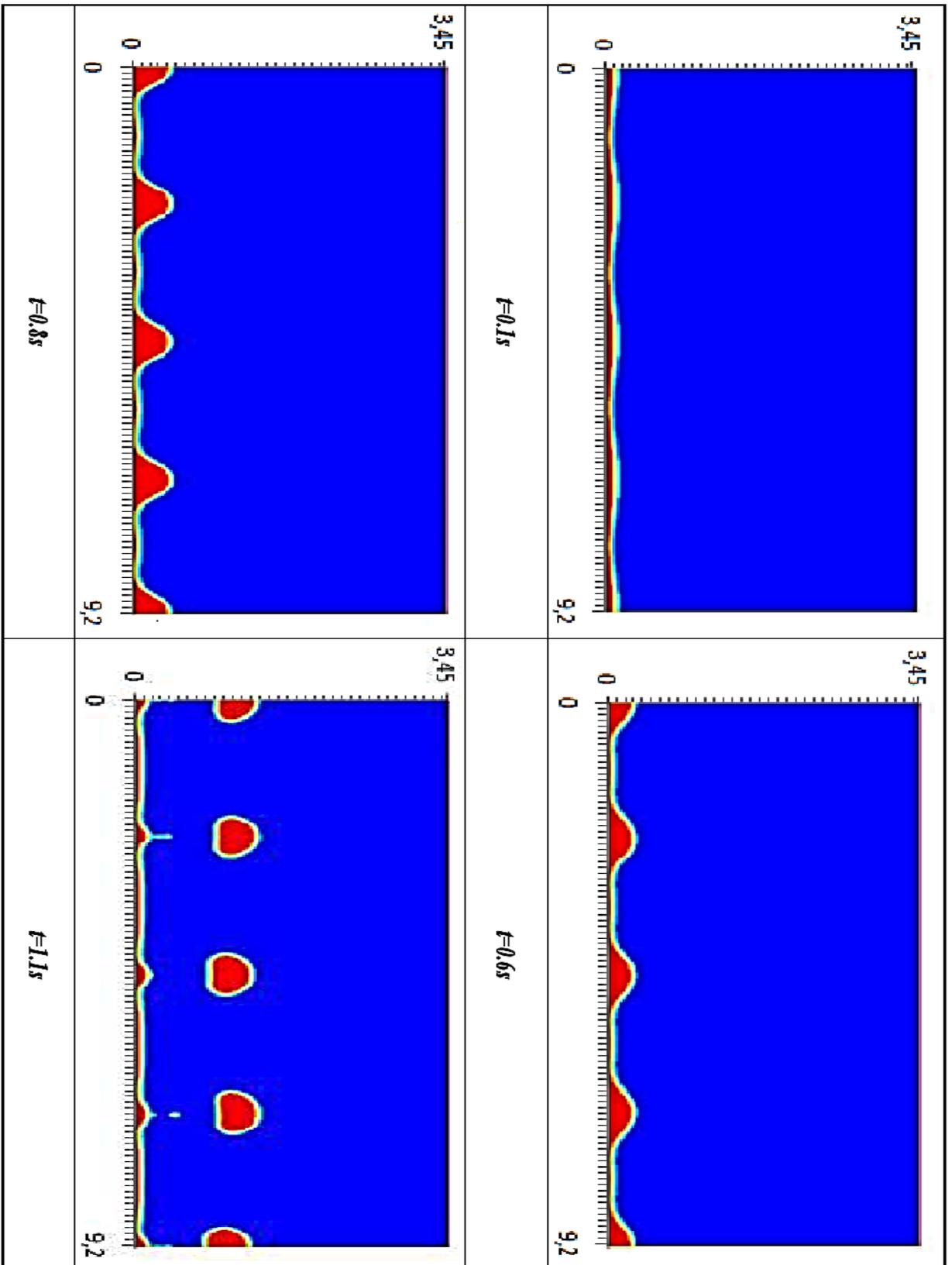
Figure V-27 Contour de la fraction volumique distribution de la température et de la vitesse pour la dimension $(\lambda_0/2, 5\lambda_0/2)$ et un temps $t=1.6s$

- **Augmentation de la largeur du domaine :**

Avec l'augmentation de la largeur du domaine de calcul de $\lambda_0/2$ à $4\lambda_0$ et en maintenant la hauteur du domaine à $3\lambda_0/2$, on constate qu'il y a formation de plusieurs bulles de vapeur. Le nombre de bulles est en fonction de la largeur du domaine. Pour notre cas, on a huit bulles (08) et ce résultat est en relation directe avec la longueur d'onde de l'instabilité de Taylor (λ_0), figure (V-28), (due à la symétrie cette figure représente seulement la moitié du domaine). Le temps de détachement de l'ensemble des bulles augmente, les dimensions des bulles diminuent. A cause de l'influence entre bulles, le temps de formation et de détachement diffère d'une bulle à une autre.

La formation de Plusieurs contre-rotations (vortex) symétriques pour mélanger la vapeur chaude et froide est constatée. La vapeur chaude se déplace plus rapidement par convection dans la bulle en forme de champignon, empêchant ainsi le pincement hors de sa tige. Le jet de vapeur chaude passe à l'intérieur de la bulle. Du au nombre de bulles existant dans le domaine de calcul et aussi à la différence du temps de formation et de détachement des bulles, le mouvement global du fluide diffère de celui où il y a seulement une seule bulle. En ce qui concerne la distribution de température, on constate qu'il existe une vague thermique très importante avec des valeurs élevées par rapport à celle où il y a une seule bulle, figure (V-29).

La plus instable longueur d'onde de l'instabilité de Rayleigh-Taylor, est l'échelle de longueur régissant les dimensions, le nombre des bulles et le temps de détachement.



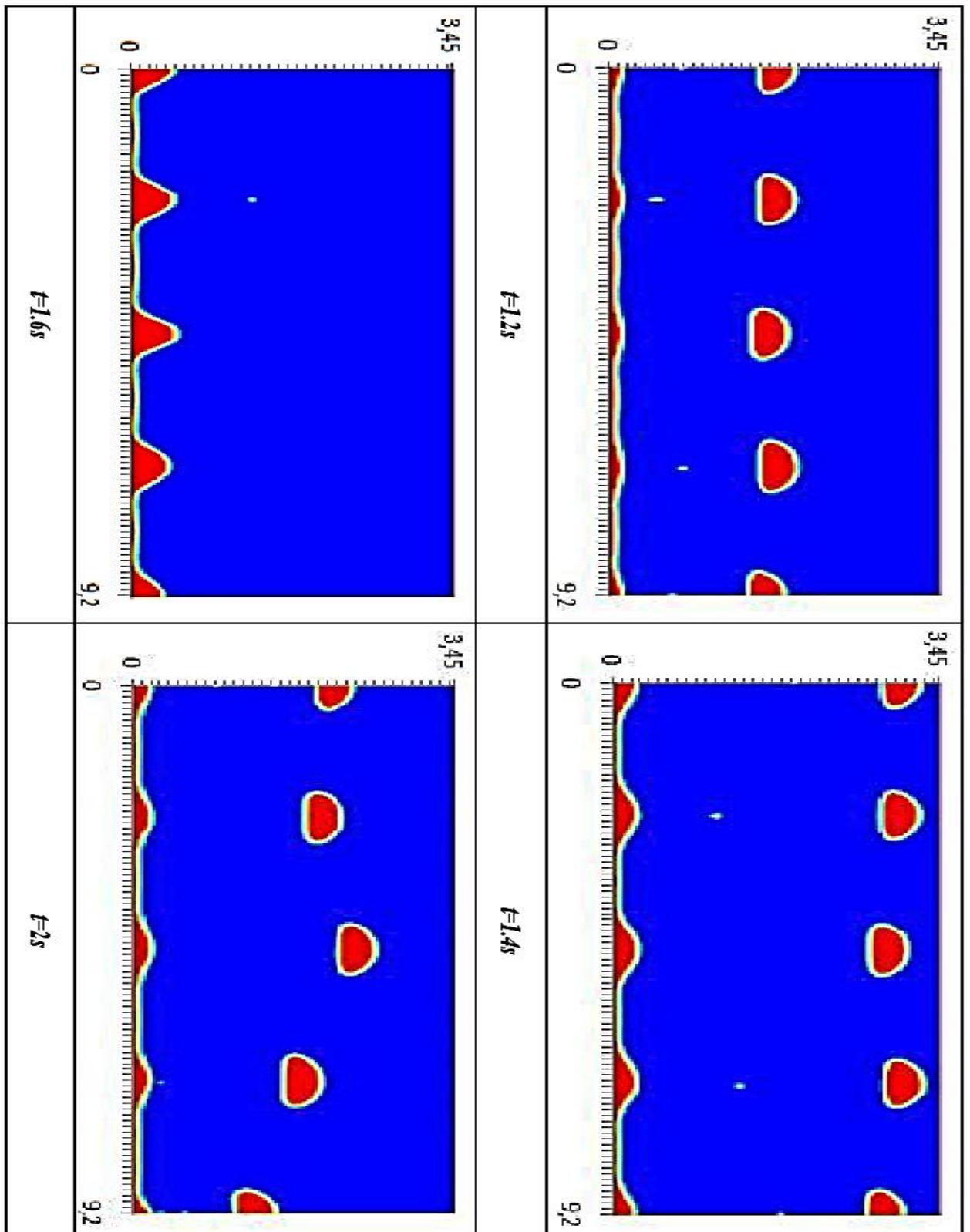


Figure V-28 Evolution des bulles de vapeur pour la dimension $(4\lambda_0, 3\lambda_0/2)$ à différents pas du temps

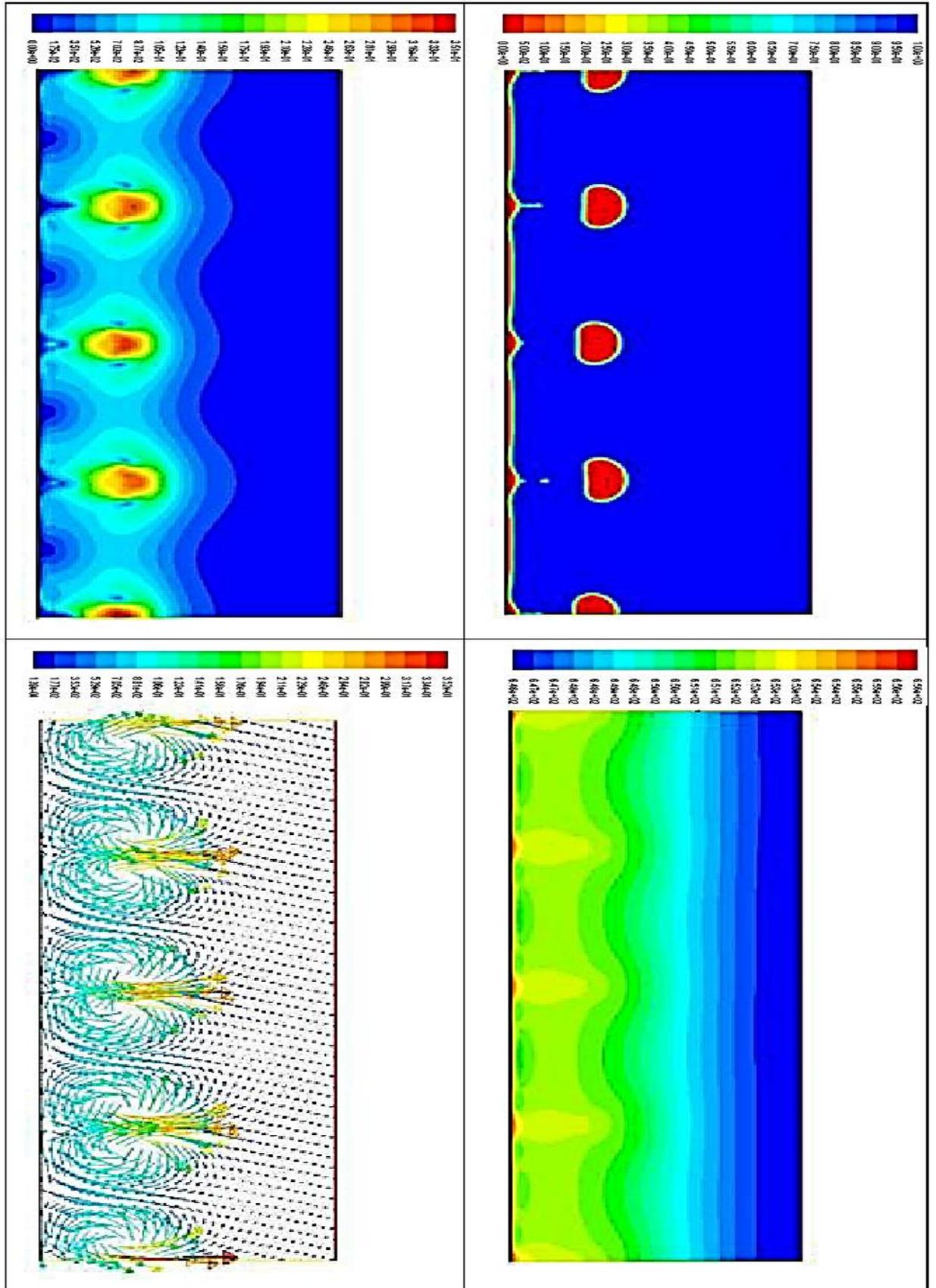


Figure V-29 Contour de la fraction volumique distribution de vitesse, pour dimension de $(4\lambda_0, 3\lambda_0/2)$ pour un temps $t=1.1s$.

Conclusion

Les résultats obtenus dans cette étude, à savoir l'ébullition libre, ont permis de modéliser le transfert de chaleur par ébullition nucléée partielle en développant une nouvelle corrélation. Celle-ci a donné des résultats satisfaisants et ceci en présentant un parfait accord avec les données expérimentales. La corrélation proposée par notre étude est très appropriée pour les différents fluides (Eau, Acétone, CCl_4 , n-Hexane et R114); avec des déviations restant relativement faibles inférieures à 20%. Ces résultats montrent que la nouvelle corrélation est parfaitement appropriée pour la prédiction des flux de chaleur dans une gamme de fluide et de conditions opératoires. Dans le régime d'ébullition nucléée complètement développée, la nouvelle corrélation donne aussi de bons résultats.

Concernant la simulation de l'ébullition en film, les résultats montrent que le processus de détachement de bulles de vapeur lors de l'ébullition est un phénomène relativement complexe. Donc, à travers l'étude de la dynamique d'une bulle, il a été permis de conclure que le détachement de la bulle de la surface chaude perturbe le film de vapeur et de ce fait améliore le transfert de chaleur.

La dynamique de croissance et de détachement de la bulle est modifiée de façon importante, puisque l'augmentation de la surchauffe implique une augmentation de la fréquence de détachement d'une bulle de vapeur et ceci influe sur les caractéristiques associées à la bulle tel que sa vitesse, sa fréquence cyclique et son transport thermique.

Conclusion Générale

Et

perspectives

Conclusion générale

Le phénomène d'ébullition, d'un point de vue énergétique, présente un réel enjeu dans de nombreux domaines qui traite les cas des bulles de vapeur sur un élément chauffant. Ce processus joue un rôle clé dans plusieurs applications tel que les chaudières, les évaporateurs ainsi que les systèmes de refroidissements (comme pour les centrales nucléaires). Il est utilisé ainsi pour rehausser le transfert de chaleur dans beaucoup de composants thermiques et systèmes d'énergie.

L'objectif du présent travail est d'améliorer la compréhension des mécanismes physiques responsables des transferts thermiques lors de l'ébullition sur une surface chauffante, par le développement d'un modèle prédictif de ces transferts et aussi par la simulation de ce phénomène.

La première partie de cette étude consiste à la modélisation de transfert de chaleur par ébullition nucléée. Ceci est réalisé par le développement d'une nouvelle corrélation regroupant les paramètres les plus influents telles que la surchauffe, la densité de site de nucléation ainsi que les propriétés thermo-physiques des fluides.

Cette corrélation qui est générée par la méthode des plans d'expérience est en parfait accord avec différentes données expérimentales et ceci dans le régime d'ébullition nucléée partielle. Elle est aussi extrapolable au régime d'ébullition nucléée complètement développé. Les résultats obtenus montrent ainsi que le mode de croissance des bulles de vapeur dépend fortement de la valeur de la surchauffe, de la densité de sites de nucléation, de la chaleur latente de vaporisation ainsi que de la tension superficielle.

La deuxième partie, qui comporte une simulation numérique du phénomène d'ébullition, permet une meilleure compréhension et une visualisation complète de la dynamique de croissance de bulles de vapeur.

Cette simulation utilisant la méthode de volume de fluide (VOF), présente l'évolution de bulles de vapeur (naissance, détachement, ascension et disparition) par des profils de vitesse, de température et de fraction volumique.

L'évolution du nombre de Nusselt, en fonction des différents paramètres de contrôle, tels que le temps et la surchauffe, est aussi montrée. Cette simulation numérique a été évaluée et validée par comparaison avec des études expérimentales où elle a montré une bonne concordance. Les résultats de cette simulation dévoilent que l'augmentation de la surchauffe implique une augmentation de fréquence de détachement de bulles de vapeur.

La valeur du nombre de Nusselt est maximale au point de détachement de bulle. Donc la surchauffe joue un rôle très important pour l'augmentation de la fréquence cyclique de détachement de bulles et de ce fait de l'accroissement du flux thermique. L'étude de la dynamique de la bulle a aussi permis de conclure, que le détachement de la bulle de la surface chauffante perturbe le film de vapeur et par conséquent améliore le transfert de chaleur.

Lorsque le phénomène d'ébullition est étudié à l'échelle d'une bulle individuelle, celle-ci est souvent considérée comme sphérique. Cette supposition facilite la computation numérique exhaustive nécessaire dans la résolution des équations de Naviers-Stokes. Cependant, d'après notre étude, il a été observé que la forme d'une bulle d'ébullition n'est pas sphérique et ceci à cause des différentes forces agissantes sur elle. Alors, on distingue un changement de forme de la bulle de vapeur, passage d'une forme sphérique et hémisphérique à une forme de calotte et d'un champignon.

L'étude de la fréquence de détachement d'une bulle de vapeur, indiquée par la variation temporelle du nombre de Nu et présentée par des pics, montre qu'il existe une relation inversement proportionnelle du nombre de Nu et du flux de chaleur avec l'épaisseur de film de vapeur ; donc le transfert thermique est important pour un film de vapeur mince.

À haute surchauffe et comme une grande quantité de vapeur est générées, les bulles de vapeur se détachent avec différentes dimensions formant ainsi une tige de vapeur le long du domaine. On constate aussi que les valeurs élevées de la surchauffe conduisent à la formation rapide de la vapeur, ceci provoque par conséquent le rattachement de ces bulles avec la tige de vapeur.

Les dimensions du domaine de calcul sont déterminées à partir de la longueur d'onde de l'instabilité de Rayleigh-Taylor. La variation de ces dimensions a une influence sur le volume de la bulle, sur son temps de détachement ainsi que sur la distribution de température et de vitesse et par conséquent sur le taux de transfert de chaleur.

On peut donc conclure que la longueur d'onde de l'instabilité de Rayleigh-Taylor est l'échelle de longueur régissante ; ceci sur les dimensions, le nombre et le temps de détachement des bulles. En conséquence, les caractéristiques associées à la bulle, comme son volume, sa fréquence cyclique et son transport thermique, sont liées entre elles.

Cette étude a permis d'avoir des résultats probants. Les conclusions qui peuvent être tirées doivent être tempérées par le fait que la simulation numérique est seulement en deux dimensions, les perspectives de recherche sur ce travail sont nombreuses.

En premier lieu les résultats obtenus dans notre travail peuvent néanmoins être améliorés par une simulation en trois dimensions ainsi que par l'introduction d'autres paramètres, comme la nature du matériau de la surface chauffante (introduire un autre type d'élément chauffant de taille plus importante pourra permettre d'avoir une géométrie libre de la bulle ainsi qu'un échange de chaleur sur toute la surface de la bulle), la nature de fluide (On pourra par exemple utiliser d'autres fluides, comme des réfrigérants), et le régime d'échange (ébullition nucléée et transitoire).

Aussi l'expérience présente d'importantes potentialités et devrait permettre une étude paramétrique plus complète de l'ébullition et le développement de modélisations adaptées à une large gamme de paramètres. Donc d'autres essais expérimentaux sont aussi nécessaires afin de bien comprendre le phénomène d'ébullition. Ceci fera l'objet de futurs travaux de recherche.

Références

Références

- [01] *Mitsuhiro Matsumoto* «Molecular dynamics of fluid phase change Fluid Phase» Equilibria Volume 144, Issues 1-2, February 1998, pages 307-314.
- [02] *Guangmeng Zhang^{a, b}, Zhongliang Liu^a* «Visualization study of boiling and condensation co-existing phase change heat transfer in a small and closed space with a boiling surface of enhanced structures» International Journal of Heat and Mass Transfer Volume 79, December 2014, Pages 916–924.
- [03] *B. Stutz*, « La nucléation », école thématique « Le changement de phase liquide-vapeur et ses applications », Cargèse, France, 26-31 octobre 2003.
- [04] *Suhas V. Patankar*, « Numerical heat transfer and fluid flow » Edition series in computational methods in mechanics and thermal sciences, 1980.
- [05] *S. Nukiyama*, « Maximum and Minimum Values of Heat Q Transmitted from Metal to Boiling Water under Atmospheric Pressure », J. Soc. Mech. Eng. Jpn., Vol. 37, pp. 367-374, 1934.
- [06] *Carey, V.P.* «Liquid- Vapor Phase Change Phenomena», Taylor and Francis, Washington, D.C.1992
- [07] *V. K. Dhir*, « Boiling heat transfer », Annu. Rev. Fluid.Mech., Vol. 30, pp.365-401, 1998.
- [08] *Rohsenow, W.M.*, « Boiling » Handbook of heat transfer, Editions W.J. Rohsenow, J.P. Hartnett et McGraw Hill. 1973
- [09] *Sanja Petrovic, Tony Robinson and Ross L. Judd*, «Marangoni heat transfer in subcooled nucleate pool boiling», International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 47, Issue 23, , Pages 5115–5128 November 2004
- [10] *Thormählen I.*, « Superheating of liquids at the onset of boiling », 8th International Heat Transfer Conference, San Francisco, Vol.4, pp.2001-200
- [11] *Tong W., Bar-Cohen A., Simon T.W., You S.M.*, “Contact angle effects on boiling incipience of highly-wetting liquids”, International Journal of Heat and Mass Transfer, 33 (1990) 91-103.
- [12] *Wang C.H., Dir V.K.*, “Effect of surface wettability on active nucleation site density during pool boiling of water on a vertical surface”, Transaction ASME, Journal of Heat Transfer, 115 (1993) 659-669.

- [13] **H. K. Forster, R. Greif**, « Heat Transfer to a Boiling Liquid-Mechanism and Correlations », *Journal of Heat Transfer*, Vol. 81, pp. 43-54, 1959.
- [14] **S. S. Kutateladze**, « Heat Transfer During Condensation and Boiling », traduction d'une publication du State Scientific and Technical Publishers of Literature and Machinery, Moscow-Leningrad, as AEC-TR-3770, 1962.
- [15] **K. Hijikata, N. Yamamoto, S. Takagi**, « Boiling heat transfer from a micro heater », *Proc. of Microelectromechanical Systems MEMs*, ASME 1997, DSCvol 62/HTD-vol 354, pp135-142, Dallas, Etats-Unis, 1997.
- [16] **Von G. Hestroni**, « Multiphase Systems », Hemisphere Publishing Corp., Washington–New York–London 1982.
- [17] **D. B. R. Kenning**, « Wall Temperature Patterns in Nucleate Boiling », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 35, pp. 73-86, 1992.
- [18] **A. A. Watwe, D. K. Hollingsworth**, « Liquid Crystal Images of Surface Temperature During Incipient Pool Boiling », *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 9, pp. 22-33, 1994.
- [19] **N. Bakhru, J. H. Lienhard**, « Boiling from small cylinders », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 15, N° 11, pp. 2011-2025, 1972.
- [20] **J. Straub, M. Zell, B. Vogel**, « Pool boiling in a reduced gravity field », *Proc. of 9th International Heat transfer Conference*, Jerusalem, Israel, pp.91-112, 1990.
- [21] **T. Oka, Y. Abe, Y. H. Mori, A. Nagashima**, « Pool boiling of n-pentane, CFC-113 and water under reduced gravity: parabolic flight experiments with a transparent heater », *J. Heat Transfer, Trans. ASME*, Vol. 117, pp. 408-417, 1995.
- [22] **K.N. Rainey, S.M. You**, « Effects of heater size and orientation on pool boiling heat transfer from microporous coated surfaces », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 44, pp. 2589–2599, 2001.
- [23] **D. Qiu, V. K. Dhir**, « Experimental study of flow pattern and heat transfer associated with bubble sliding on downward facing inclined surface », *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 26, pp. 605-616, 2002.
- [24] **H. Auracher and W. Marquardt**, « Experimental studies of boiling mechanisms in all boiling regimes under steady-state and transient conditions », *International Journal of Thermal Sciences*, Vol. 41, pp. 586-598, 2002.

- [25] **R. Hohl, J. Blum, M. Buchholz, T. Lüttich, H. Auracher, W. Marquardt**, « Model-based experimental analysis of pool boiling heat transfer with controlled wall temperature transients », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 44, N° 12, pp 2225-2238, 2001.
- [26] **W. Marquardt and H. Auracher**, « An observer-based solution of inverse heat conduction problems », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 33, N° 7, pp. 1545-1562, 1990.
- [27] **Berenson, P.J.**, «Experiments on Pool-Boiling Heat Transfer», *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 5, pp. 985-999. 1962.
- [28] **GACEB Mohamed * et BRAHMI Sadek** «Etude de l'influence de l'état de surface sur la tenue à la fatigue d'un acier XC48», Laboratoire de Fiabilité des Equipements Pétroliers et matériaux, Université M'Hamed Bougara de Boumerdes, algeria.
- [29] **Kannengieser, Olivier** thèse «Étude de l'ébullition sur plaque plane en microgravité, application aux réservoirs cryogéniques des fusées Ariane » (2009)
- [30] **H.J.Ivey, D.J.Morris**; «effect of test section parameters on saturation pool boiling burnout at atmospheric pressure» *Chem. Eng. Progr* 12/1964; Vol: 61: Symp. Ser. No. 60.
- [31] **R. McGillis* John S. Fitch William R. Hamburgers Van P. Carey**** «Boiling Binary Mixtures at Subatmospheric Pressures Wade» January 1992.
- [32] **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.
- [33] **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.
- [34] **Zaghdoudi et Lallemand** «Nucleate pool boiling under De electric field», *Experimental Heat Transfer*, Vol. 14, pages 157-180,2001.
- [35] **S. J. D. Van Stralen, M. S. Sohal , R. Cole, W. M. Sluyter**, « Bubble growth rate in pure and binary systems : combined effect of relaxation and evaporation microlayers », *In. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 18, pp. 453-467, 1975.
- [36] **T.G.theofanous**, «A theoretical study on bubble growth in constant and time-dependent pressure fields» *Reactor Engineering*, Argonne National Laboratory, Argonne, Ill. 60439, U.S.A. *Chemical Engineering Science* (1969).
- [37] **M. G. Cooper, A. J. P Lloyd**, « The microlayer in nucleate boiling », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 12, pp. 895-913, (1969).

- [38] *Y. Zhao, T. Tsuruta and C. Ji*, « Bubble behaviors in subcooled pool boiling », Proc. of Twelfth International Heat Transfer Conference, IHTC, Grenoble, France, (2002).
- [39] *Mikic B.B., Roshenow W.M., Griffith P.* «On bubble growth rates» International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 13, pp. 657-666. (1970).
- [40] *Theofanous T.G., Patel P.D.* «Universal relations for bubble growth» International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 19, pp. 425-429(1976).
- [41] *Mikic B.B., Roshenow W.M.* International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 91, pp. 245-250. (1969).
- [42] *Cooper M.G., Lloyd A.J.P.* «Themicrolayer and bubble growth in nucleate pool boiling» International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 12, pp. 895-913 (1969).
- [43] *Van Stralen S.J.D., Cole R., Sluyter W.M., Sohal M.S.* « Bubble growth rate in pure and binary systems» International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 18, pp. 453-467(1975).
- [44] *Jawureck H.H.* «Simultaneous determination of microlayer geometry and bubble growth in nucleate boiling» Journal of Heat Transfer, Vol. 12, pp. 843-848(1969).
- [45] *Koffman L.D., Plesset M.S.* «Experimental observations of the microlayer in vapor bubble growth on a heated solid» Journal of Heat Transfer, Vol. 105, pp. 625-632(1983).
- [46] *Cooper M.G., Vijuk R.M.* «Bubble growth in nucleate pool boiling» 4th International Heat and Mass Transfer Conference, Paris-Versailles, Vol. 5, Boiling (1970).
- [47] *Mei R., Chen W., Klausner J.F.* «Vapor bubble in heterogenous boiling – 2 : Growth rate and thermal fields» International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 38 n°5, pp. 921-934 (1995) .
- [48] *Cooper M.G., Vijuk R.M.* «Bubble growth in nucleate pool boiling» 4th International Heat and Mass Transfer Conference, Paris-Versailles, Vol. 5, Boiling (1970).
- [49] *Buyevich Y.A, Webbon B.W* «Dynamics of vapour bubbles in nucleate boiling» International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 39, n°12, pp. 2409-2426 (1996)
- [50] *Fuyodorov M.V., Klimenko V.V.* «Vapor bubble growth in boiling under quasi-stationary heat transfer conditions in a heating wall» International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 32, n° 2, pp. 227-242 (1989)
- [51] *Géraldine Duhar, Catherine Colin*, «Croissance et détachement de bulles dans un écoulement cisaille». CONGRES Français de Mécanique (2001).
- [52] *Carey, V.P.*, « Liquid- Vapor Phase Change Phenomena », Taylor and Francis, (1992).

- [53] *Fritz, W.* « Maximum volume of vapor bubbles », *Physik Zeitschr*, pages 379-384 (1935).
- [54] *Fabien VOLLE*, thèse, « Conduction inverse sur un cylindre en rotation Cas de l'ébullition convective induite par l'impact d'un jet d'eau », (2006).
- [55] *Novak Zuber* « Nucleate boiling. The region of isolated bubbles and the similarity with natural convection » *International Journal of Heat and Mass Transfer* Vol. 53 (1963).
- [56] *Ishigai, S., Nakanishi, A et Ochi, T.*, « Boiling heat transfer for a plane water jet impinging on a hot surface », 6th International Heat Transfer Conference, Vol. 1, FB 30, pages 445-450. (1978).
- [57] *H. K. Forster, R. Greif*, « Heat Transfer to a Boiling Liquid-Mechanism and Correlations », *Journal of Heat Transfer*, Vol. 81, pp. 43-54 ,(1959).
- [58] *F. C. Gunther, F. Kreith*, « Photographic Study of Bubble Formation in Heat Transfer to Subcooled Water », Prog. Rept. 4-120, Jet Propulsion Lab., California Institute of Technology Pasadena, CA, (1956).
- [59] *M. G. Cooper, A. J. P Lloyd*, « The microlayer in nucleate boiling », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 12, pp. 895-913, (1969).
- [60] *Van Stralen S.J.D., Cole R., Sluyter W.M., Sohal M.S.* « Bubble growth rate in pure and binary systems» *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 18, pp. 453-467, (1975).
- [61] *N. Yaddanapudi, J. Kim*, « Single bubble heat transfer in saturated pool boiling of FC-72 », *Multiphase Science and Technology*, Vol. 12, N° 3-4, pp. 47-63, (2001).
- [62] *J. Kim, S.W. Bae, M.W. Whitten, J.D. Mullen, R.W. Quine and T.S. Kalkur*, « Boiling heat transfer measurements on highly conductive surfaces using microscale heater and temperature array », *Proc. of Fourth Microgravity Fluid Physics and Transport Phenomena Conference*, Cleveland, Ohio, (1998).
- [63] *Y. H. Zhao, T. Masuoka, T. Tsuruta*, « Prediction of critical heat flux based on the microlayer model », *Trans.JSME, series B*, Vol. 62, N°598, pp. 2338- 2343,(1996).
- [64] *M. Mann, K. Stephan, P. Stephan*, « Influence of heat conduction in the wall on nucleate boiling heat transfer », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 43, N°12, pp. 2193-2203, (2000).
- [65] *F. Demiray, J. Kim*, « Heat transfer from a single nucleation site during saturated pool boiling of FC-72 using an array of 100 micron heaters », *Proc. Of AIAA/ASME Thermophysics and Heat Transfer Conference*, St. Louise, MO, (2002).
- [66] *Magali BARTHÈS*, « Ébullition sur site isolé : étude expérimentale de la dynamique de croissance d'une bulle et des transferts associés ». Thèse (2005).

- [67] *H. Sakashita*, « Experimental Data », Division of Quantum Energy Engineering, Hokkaido University, Japan.
- [68] *GOUPY Jacques* « Introduction aux Plans d'expériences ». Dunod. Paris. 303 pages. (2001).
- [69] *BOX George.E. P., HUNTER William G., HUNTER J.Stuart* « Statistics for Experimenters » deuxième édition. John Wiley and Sons. New-York. 633 pages. (2005).
- [70] *Benoist D. Tourbier y. Germain-Tourbier S* « Plans d'expériences construction et analyse ». Editeur Lavoisier TEC&DOC, (1994)
- [71] *Chaloner K., Verdinelli I.* « Bayesian Experimental Design: A review ». *Statistical Science* **10**, 237-304. (1995)
- [72] *Jacques GOUPY*, les plans d'expériences, Tutoriel Revue MODULAD, 2006
- [73] *A.Hara*, « the mechanic of nucleate boiling heat transfer », *Int.J.of heat and mass transfer* 6(1963)959-969.
- [74] *Ito T and Nishikawa K*, « Two-phase boundary layer treatment of forced convection film boiling ». *Int. J. Heat Transfer Mass Transfer*, 1966; 9: 117-130.
- [75] *G.Kocamustafaogullari, M.Ishii*, « Interfacial area and nucleation site density in boiling system », *Int.J.Heat and mass Transfer* 26(1983)1377-1387.
- [76] *Hiroto Sakashita, Toshiaki Kumada*, « Method for prediction boiling curves of saturated nucleate boiling », *International journal of Heat and Mass Transfer* 44 (2001) 673-682.
- [77] *H.Kurihara, J.E.Myers*, « The effects of superheat and surface roughness on boiling coefficients » *AICHE.J.*6(1960)83-91.
- [78] *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.
- [79] *C.L.Tien*, « A hydrodynamic model for nucleate boiling heat transfer », *Int.J.of heat and mass transfer* 5(1962)533-540.
- [80] *Fluent 6.0 Users Guide Documentation*, Fluent Inc, (2001).
- [81] *Fletcher, C. A.* « Computational techniques for fluid dynamics » (Vol. 1). Berlin: Springer-Verlag. (1991).
- [82] *FLUENT 6.2. User's Guide Documentation*. Fluent Inc(2005).
- [83] *Kardestunder h., Norrie D.H.* « Finite element handbook, McGraw-Hill Book Company, New York, 1 424 pages. (1987),

- [84] *C. W. Hirt, B.D. Nichols*, « volume of fluid (vof) method for the dynamics of free boundaries » *Journal of Computational Physics* 39, 1 (1981), p201-225.
- [85] *D.L. Youngs*, « Time-Dependent Multi-Material Flow with Large Fluid Distortion Numerical Method for Fluid Dynamics », Academic Press, New York, 1982.
- [86] *J.E. Pilliod, E.G. Puckett* « Calculation of two-phase navier-stokes flows using phase-field modelling » *J. Comput. Phys.*, 199, 2004, p 465-502.
- [87] *Gislain LipemeKouyi*, « Experimentations et modelisations tridimensionnelles de l'hydrodynamique et de la separation particulaire dans les deversoirs d'orage » Thèse de Doctorat Université Louis Pasteur Strasbourg, 16 décembre 2004.
- [88] *SubhashiniGhorai, K.D.P. Nigam*, « CFD modeling of flow profiles and interfacial phenomena in two-phase flow in pipes » *Chemical Engineering and Processing*, 16 August 2005, p 55-65.
- [89] *D. L. Youngs*, « Time-dependent multi-material flow with large fluid distortion » in *Numerical Methods for Fluid Dynamics*, edited by K. W. Morton and M. J. Baines (Academic Press, New York, 1982), p 273.
- [90] *Sonia KVICINSKY, Jean-Louis KUENY, François AVELLAN, Etienne PARKINSON*, « Experimental and numerical analysis of free surface flows in a rotating bucket », *Proceedings of the XXIst IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems* September 9-12, 2002, Lausanne
- [91] *Youcef AIT BOUZIAD*, « Physical modelling of leading edge cavitation: computational methodologies and application to hydraulic machinery », *Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne*, Thèse no 3353 (2005).
- [92] *Bessanane Nabil*, « simulation numérique de la combustion turbulente dans des géométries complexes » Thèse magistère en mécanique/énergétique, 29 Janvier 2008.
- [93] *J. A. Bromley*, *Heat Transfer in Stable Film Boiling*, *Chemical Engineering Progress*, Vol. 46, No. 5, pp.221-227, 1950
- [94] *P. J. Berenson*, *Film Boiling Heat Transfer from a Horizontal Surface*, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 83, pp. 351, 1961
- [95] *B.J. Daly*, « Numerical study of two fluid rayleigh-taylor instability » *Physics of Fluids*, 10 (2), 1967, p 297-307.
- [96] *A. Esmaeeli, G. Tryggvason*, « Computations of film boiling. Part I: numerical method », *Int. J. Heat Mass Transfer* 47 (2004) 5451–5461.

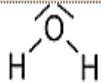
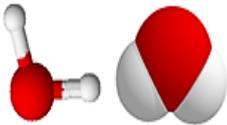
- [97] **Liu, Z., Winterton, R.H.S.**, «Correlations for the prediction of boiling heat transfer in small-diameter channels» *Int.j.Heat Transfer*, 34,pp.2759-2766, (1991)
- [98] **Basu, N., Warriar, G. R., and Dhir, V.K.**, «Onset of nucleate boiling and active nucleation site density during subcooled flow boiling». *ASME J.Heat Transfer*, 123, pp. 717-728 (2002).
- [99] **N. Zuber**, « Hydrodynamic aspects of boiling heat transfer » (Ph.D. thesis), UCLA, USA, 1959.
- [100] **Robinson, K., Hawly, J. G, Campbell, N. A. F**, «Experimental and Modeling Aspects of Flow Boiling Heat Transfer for Application to Internal Combustion Engines, Proceedings of the institution of Mechanical Engineers, Part D»: *Journal of Automobile Engineering* , 217-877. (2003).
- [101] **Shoji, M., Witte, L. C. and Sankaran, S** « the influence of surface conditions and subcooling on film-transition boiling». *Exptl. Thermal Fluid Sci*, 3, 280-290. (1990).
- [102] **G. Tomar and G. Biswas**, « Numerical simulation of bubble growth in film boiling using a coupled level-set and volume-of-fluid method», *PHYSICS OF FLUIDS* **17**, 112103 _2005.
- [103] **P.J. Berenson**, « Film-boiling heat transfer from a horizontal surface», *J. Heat Transfer* 83 (3) (1961) 351–356.
- [104] **V.V. Klimenko**, « Film boiling on a horizontal plate – new correlation», *Int. J. Heat Mass Transfer* 24 (1) (1981) 69–79.
- [105] **Ervin, J.S., Merte, H. Jr., Keller, R. B. and Kirk, K.** «Transient pool boiling in micro-gravity. » *Int. J. Heat Transfer* 35, 659-674. (1992).

Annexes

Annexe A

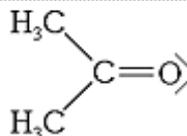
1. Les propriétés des différents fluides utilisés dans la première partie

1.1 Eau

Eau	Propriétés chimiques
	Formule brute H_2O [Isomères]
	Masse molaire ² $18,0153 \pm 0,0004 \text{ g/mol}$ H 11,19 %, O 88,81 %, $18,01528 \text{ g}\cdot\text{mol}^{-1}$
Nom chimique	pKa = pK _e = 14,0
Monoxyde de hydrogène, hydrogénol, hydroxyde d'hydrogène, oxyde dihydrogén	Moment dipolaire 1,8546 D
	Propriétés physiques
	T° fusion 0 °C à 1,01325 bar
	T° ébullition 100 °C à 1,01325 bar ³ , 100,02 °C ± 0,04 ⁴
	Masse volumique $1\,000,00 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ à 4 °C $998,30 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ à 20 °C $958,13 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ à 100 °C (liquide) $726,69 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ à 300 °C - 15,5 MPa ³
	Viscosité dynamique $1,002 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ à 20 °C $0,547 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ à 50 °C $0,2818 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ à 100 °C (liquide) $0,0804 \times 10^{-3} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ à 300 °C - 15 MPa ³
	Point critique 374,15 °C, 22,12 MPa ^{3,4}
	Point triple 0,01 °C, 611,2 Pa ^{3,4}
	Conductivité thermique $0,604 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ à 20 °C
	Vitesse du son $1\,497 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ à 25 °C ⁵
	Thermochimie
	C _p $4\,185,5 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ à 15 °C et 101,325 kPa

1.2 Acétone

Acétone



Nom chimique

Acétone

Propriétés chimiques

Formule chimique	$\text{C}_3\text{H}_6\text{O}$
Poids moléculaire	58,08 uma
Synonymes	Propan-2-one, β -cétopropane, Diméthyl cétone

Comportement de phase

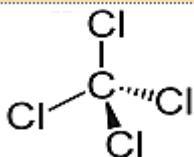
Point de fusion	178,2 K (-94,9°C)
Point d'ébullition	329,4 K (56,3 °C)
Point triple	178,5 K (-94,5 °C) ? bar
Point critique	508 K (235 °C) 48 bar
$\Delta_{\text{fus}}H$	5,7 kJ/mol
$\Delta_{\text{fus}}S$	32,3 J/mol·K
$\Delta_{\text{vap}}H$	31,3 kJ/mol
Solubilité	soluble dans l'eau

Propriétés du liquide

$\Delta_f H^0_{\text{liquid}}$	-249,4 kJ/mol
S^0_{liquid}	200,4 J/mol·K
C_p	125,5 J/mol·K
Densité	0,79

Propriétés du gaz

$\Delta_f H^0_{\text{gas}}$	-218,5 kJ/mol
S^0_{gas}	J/mol·K
C_p	75 J/mol·K

1.3 Carbone tetrachloride (CCl₄)CCl₄

Nom chimique

**Carbon tetrachloride,
Tetrachloromethane**

Autres nom

**Benziform
Benzinoform
Carbon chloride
Carbon tet
Freon-10
Refrigerant-10
Halon-104
Methane tetrachloride,
Perchloromethane
Tetraform
Tetrasol**

Propriétés chimiques

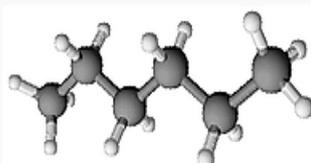
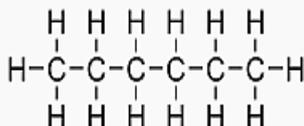
Formule moléculaire	CCl ₄
Masse molaire	153.82 g·mol ⁻¹
Appearance	colourless liquid
Apparence	<u>ether-like</u> odor
Densité	1.5867 g cm ⁻³ (liquid) 1.831 g cm ⁻³ at -186 °C (solid) 1.809 g cm ⁻³ at -80 °C (solid)
Point de fusion	-22.92 °C (-9.26 °F; 250.23 K)
Point d'ébullition	76.72 °C (170.10 °F; 349.87 K)
Solubilité dans l'eau	0.097 g/100 mL (0 °C) 0.081 g/100 mL (25 °C)
Solubilité	soluble in <u>alcohol, ether, chloroform, benzene, naphtha, CS₂, formic acid</u>
La pression de vapeur	11.94 kPa at 20 °C

Thermochimie

Spécifique Capacité thermique (C)	132.6 J/mol K
Std molaire Entropie (S ^o ₂₉₈)	214.4 J/mol K
Std enthalpie de Formation (Δ _f H ^o ₂₉₈)	-139.3 kJ/mol

1.4 Hexane

Hexane



Formule développée et représentation 3D

Nom chimique

Hexane

Propriétés chimiques

Formule brute	C_6H_{14} [Isomères]
Masse molaire ³	$86,1754 \pm 0,0058 \text{ g/mol}$ C 83,63 %, H 16,37 %
Moment dipolaire	$0,09 \text{ D}^2$
Diamètre moléculaire	$0,587 \text{ nm}^2$

Propriétés physiques

T° fusion	$-95,3 \text{ }^\circ\text{C}^4$
T° ébullition	$68,73 \text{ }^\circ\text{C}^5$
Solubilité	$9,5 \text{ mg}\cdot\text{l}^{-1}$ (eau, $25 \text{ }^\circ\text{C}^4$)
Paramètre de solubilité δ	$14,9 \text{ MPa}^{1/2}$ ($25 \text{ }^\circ\text{C}^6$)
Masse volumique	$0,6594 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-37}$ [+]
T° d'auto-inflammation	$225 \text{ }^\circ\text{C}^1$
Point d'éclair	$-22 \text{ }^\circ\text{C}$ (coupelle fermée) ¹
Limites d'explosivité dans l'air	$1,1-7,5 \text{ \% vol}^1$
Pression de vapeur saturante	151 mmHg ($25 \text{ }^\circ\text{C}^4$) [+]
Viscosité dynamique	$0,309 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ à $24,95 \text{ }^\circ\text{C}^9$
Point critique	$2\,990 \text{ kPa}^5$, $234,45 \text{ }^\circ\text{C}^{10}$
Vitesse du son	$1\,083 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ à $20 \text{ }^\circ\text{C}^{11}$

Thermochimie

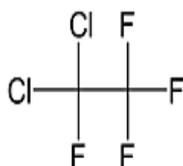
C_p	[+]
-------	-----

Propriétés optiques

Indice de réfraction	$n_D^{25} 1,3723^2$
----------------------	---------------------

1.5 R114

1,1-Dichloro-1,2,2,2-tétrafluoroéthane



Nom chimique

1,1-Dichloro-1,2,2,2-tétrafluoroéthane

Propriétés chimiques	
Formule brute	C ₂ Cl ₂ F ₄ [Isomères]
Masse molaire ¹	170,921 ± 0,006 g/mol C 14,05 %, Cl 41,48 %, F 44,46 %,
Propriétés physiques	
T° fusion	-94,00 °C ²
T° ébullition	3,6 °C ²
Solubilité	0,06 g·l ⁻¹ à 20 °C ²
T° d'auto-inflammation	Ininflammable
Phase solide	
Point de fusion	-92.53 °C
Chaleur latente de fusion (1,013 bar, au point de fusion)	8.834 kJ/kg
Phase liquide	
Masse volumique de la phase liquide (1,013 bar au point d'ébullition)	1518.093 kg/m ³
Equivalent gaz/liquide (1,013 bar et 15 °C)	202.9 vol/vol
Point d'ébullition (1,013 bar)	3.59 °C
Chaleur latente de vaporisation (1,013 bar au point d'ébullition)	135.939 kJ/kg
Point critique	
Température critique	145.68 °C
Pression critique	32.57 bar
Masse volumique critique	579.969 kg/m ³
Point triple	
Température au point triple	-92.52 °C
Pression au point triple	0.002363 bar
Phase gazeuse	
Masse volumique du gaz (1.013 bar au point	7.8304 kg/m ³

1,1-Dichloro-1,2,2,2-tétrafluoroéthane

d'ébullition)	
Masse volumique de la phase gazeuse (1,013 bar et 15 °C)	7.4836 kg/m ³
Facteur de compressibilité (Z) (1,013 bar et 15 °C)	0.96594
Masse volumique	6.1
Volume spécifique (1,013 bar et 25 °C)	0.1388 m ³ /kg
Chaleur spécifique à pression constante (Cp) (1,013 bar et 25 °C)	0.1196 kJ/(mole.K)
Chaleur spécifique à volume constant (Cv) (1,013 bar et 25 °C)	0.1102 kJ/(mole.K)
Rapport des chaleurs spécifiques (Gamma:Cp/Cv) (1,013 bar et 25 °C)	1.0856
Viscosité (1,013 bar et 25 °C)	1.0806E-04 Poise
Conductivité thermique (1,013 bar et 25 °C)	10.21 mW/(m.K)

2. Calcul concerne la deuxième partie (simulation)

- La longueur d'onde λ_0 est présente la longueur la plus dangereuse de d'instabilité

Taylor-Raleigh pour le phénomène d'ébullition. Puisque le fluide utilisé dans notre simulation est l'eau, λ_0 est comme suit:

$$\lambda_0 = 2\pi \left(\frac{3\sigma}{(\rho_l - \rho_g)g_y} \right)^{1/2} = 0.002299 \text{ m} \approx 0.0023 \text{ m}$$

Donc la dimension de domaine $(\lambda_0/2, 3\lambda_0/2) = (0.00115, 0.00345) \text{ m}$

- L'épaisseur de l'interface liquide/vapeur :

$$\delta = \frac{\lambda_0}{64} \left(4 + \cos \frac{(2\pi x)}{\lambda_0} \right) = 0.0001437 + 0.0000359 \cos \frac{(2\pi x)}{0.0023}$$

Annexe B

1. UDF d'ébullition en film

L'utilisateur avancé peut adapter ou augmenter aux besoins l'interface en programmant en langage C ou C++ ses propres macros afin d'automatiser certaines procédures (de condition aux limite, périodique ou autres) par le moyens des UDF sous forme de programme écrits en langage C, qui va être compilé par le compilateur intégré, pour être exécuter après.

- DEFINE ADJUST (densité de surface) : pour un but général qui peut être utilisé pour ajuster ou modifier les variables Ansys Fluent. Il calcule le produit scalaire et la valeur mémorisée en conformité avec les équations de bilan.
- DEFINE SOURCE (gaz) utilise UDMI (0) et l'entrée de l'utilisateur pour calculer la chaleur latente au terme source de masse pour la phase gaz et la stocke dans UDMI (1). Cette macro calcule également la source d'énergie et la stocke dans UDMI (2).
- DEFINE SOURCE (liquide) attribue UDMI (1) avec un signe négatif comme une source de masse liquide conformément à cette équation $S_{\alpha_l} = -S_{\alpha_g}$.
- DEFINE SOURCE (énergie) attribue UDMI (2) en tant que source de chaleur latente.

1.1 UDF pour l'ébullition d'eau

```
#include "udf.h"
#include "sg.h"
#include "sg_mphase.h"
#include "flow.h"
#include "mem.h"

/*****
/* UDF for specifying an interfacial area density */
*****/

DEFINE_ADJUST(area_density, domain)
{
    Thread *t;
    Thread **pt;
    cell_t c;
    Domain *pDomain = DOMAIN_SUB_DOMAIN(domain,P_PHASE);
    real voidx, voidy, voidz=0;

    {
        Alloc_Storage_Vars(pDomain,SV_VOF_RG,SV_VOF_G,SV_NULL);
        Scalar_Reconstruction(pDomain, SV_VOF,-1,SV_VOF_RG,NULL);
        Scalar_Derivatives(pDomain,SV_VOF,-1,SV_VOF_G,SV_VOF_RG,
            Vof_Deriv_Accumulate);
    }
}
```

```

    }

    {
    Alloc_Storage_Vars(domain, SV_T_RG, SV_T_G, SV_NULL);
    T_derivatives(domain);
    Free_Storage_Vars(domain, SV_T_RG, SV_NULL);
    }

mp_thread_loop_c (t, domain, pt)
    if (FLUID_THREAD_P(t))
    {
        Thread *tp = pt[P_PHASE];

        begin_c_loop (c,t)
        {

#if RP_3D
            C_UDMI(c,t,0) = (C_VOF_G(c,tp)[0]*C_T_G(c,t)[0]+
                C_VOF_G(c,tp)[1]*C_T_G(c,t)[1]+C_VOF_G(c,tp)[2]*C_T_G(c,t)[2]);
#endif

#if RP_2D
            C_UDMI(c,t,0) = (C_VOF_G(c,tp)[0]*C_T_G(c,t)[0]+
                C_VOF_G(c,tp)[1]*C_T_G(c,t)[1]);
#endif

        }
    end_c_loop (c,t)
    }

Free_Storage_Vars(pDomain,SV_VOF_RG,SV_VOF_G,SV_NULL);
Free_Storage_Vars(domain, SV_T_G, SV_NULL);
}

DEFINE_SOURCE(gas, cell, thread, dS, eqn)
{

real x[ND_ND];
real source;
Thread *tm = THREAD_SUPER_THREAD(thread);
Thread **pt = THREAD_SUB_THREADS(tm);

real Kl = C_K_L(cell, pt[1])*C_VOF(cell, pt[1]),
    Kg = C_K_L(cell, pt[0])*C_VOF(cell, pt[0]);
real L = 276400000;

source = (Kl+Kg)*C_UDMI(cell,tm,0) / L;

    C_UDMI(cell, tm, 1) = source;

    C_UDMI(cell, tm, 2) = -source*L;

dS[eqn] =0;

```

```

return source;
}

DEFINE_SOURCE(liquid, cell, thread, dS, eqn)
{
real x[ND_ND];
real source;
  Thread *tm = THREAD_SUPER_THREAD(thread);
  Thread **pt = THREAD_SUB_THREADS(tm);

source = -C_UDMI(cell, tm, 1);

dS[eqn] = 0;

return source;
}

DEFINE_SOURCE(energy, cell, thread, dS, eqn)
{
real x[ND_ND];
real source;
  Thread *tm = thread;

source = C_UDMI(cell, tm, 2);
dS[eqn] = 0;

return source;
}

/*****
*****/
/* UDF for initializing flow field variables */
/*****
*****/

DEFINE_INIT(my_init_function, domain)
{
  Thread *t;
  Thread **pt;
  Thread **st;
cell_t c;
  Domain *pDomain = DOMAIN_SUB_DOMAIN(domain,P_PHASE);
  Domain *sDomain = DOMAIN_SUB_DOMAIN(domain,S_PHASE);

real xc[ND_ND], y, x;

mp_thread_loop_c (t,domain,pt)
  if (FLUID_THREAD_P(t))
  {
    Thread *tp = pt[P_PHASE];

begin_c_loop (c,t)

```

```

    {
        C_CENTROID(xc,c,t);
x=xc[0];
        y=xc[1];

if ( y < 0.000144 + 0.000036*cos(6.283*x/0.0023) )
    C_VOF(c,tp) = 1;
else
    C_VOF(c,tp) = 0;

    }
end_c_loop (c,t)
}

mp_thread_loop_c (t,domain,st)
if (FLUID_THREAD_P(t))
{
    Thread *sp = st[S_PHASE];

    begin_c_loop (c,t)
    {
        C_CENTROID(xc,c,t);
x=xc[0];
        y=xc[1];

if ( y < 0.000144 + 0.000036*cos(6.283*x/0.0023) )
    C_VOF(c,sp) = 0;
else
    C_VOF(c,sp) = 1;

    }
end_c_loop (c,t)
}
}

```

Index

Index

- 2**
- 2–Chloroethylnitrososulfamides xi
 2–Chloroethylnitrosourées xi
 2D 62, 63
- 3**
- 3D 62, 63, 65
- A**
- Absolues 3
 Acétone 50, 52, 84, 89, 90, 114
 Al39, 56
 Ascension iii, 20, 37, 38, 91, 93, 94, 97, 98, 99,
 104, 106, 116
 Auracher 19
- B**
- Bakhru 17
 Bromley 76
 Bulle iii, viii, ix, x, 1, 2, 3, 4, 8, 9, 11, 14, 16, 18,
 19, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35,
 36, 37, 38, 39, 40, 41, 55, 56, 57, 58, 62, 79,
 80, 82, 91, 92, 93, 94, 96, 97, 98, 99, 100,
 101, 102, 103, 104, 105, 106, 110, 114, 117,
 118, E
 Bulle de vapeur 25
 Bulle hémisphérique 32
 Bulles 15, 89, 106
- C**
- Calotte 41, 97, 98, 117
 Capillaire x, 13, 18, 28, 41
 Cellule ix, 65, 68, 69, 72, 73, 74, 75
 CFD xi, 2, 62, 63, 66, 82, G
 CFD FLUENT 62
 Chaleur 29
 Changement x, 1, 2, 5, 8, 10, 12, 13, 14, 25,
 27, 29, 38, 39, 40, 63, 70, 79, 82, 91, 97,
 106, 117, A
 Chauffante 41
 Clapeyron 5
 Convection 7, 10, 12, 17, 25, 38, 39, 40, 43, 55,
 56, 57, 68, 110, E, F
 Corrélation iii, ix, 1, 3, 43, 51, 52, 55, 57, 58,
 84, 87, 88, 89, 90, 114, 116
 Croissance ... iii, 1, 2, 11, 16, 25, 26, 27, 28, 29,
 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 41, 57,
 58, 76, 79, 82, 89, 92, 98, 99, 114, 116, E
 Croissance viii, 25, 26, 30, 32, 35, D
 Cycle de vie 27, 97, 101, 104
- D**
- D'ébullition 18
 D'expérience .. iii, ix, 1, 2, 3, 43, 44, 51, 84, 116
 DAO 62
 D'ébullition 16, 17
 D'ébullition nucléée 56
 Détachement ... iii, ix, x, 2, 3, 11, 25, 27, 28, 37,
 38, 39, 57, 62, 79, 82, 96, 97, 99, 101, 102,
 103, 104, 105, 106, 110, 114, 116, 117, D
 Dhir 10, 18
 Différence 4, 5, 9, 10, 49, 57, 58, 64, 65, 78,
 93, 106, 110
 Dimension x, xi, 47, 72, 104, 107, 110, 112,
 113
 Discrétisation 63, 68, 74
 Dynamique .. iii, x, xi, 1, 2, 7, 16, 27, 28, 40, 62,
 82, 91, 94, 100, 106, 114, 116, 117, E

- E**
- Eau ix, 5, 10, 14, 17, 19, 22, 27, 29, 51, 56, 90, 92, 96, 97, E
- Ébullition ...iii, viii, ix, xi, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 8, 9, 10, 11, 12, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 25, 27, 28, 29, 33, 37, 39, 40, 43, 44, 49, 50, 53, 55, 56, 57, 58, 59, 62, 71, 73, 74, 76, 77, 79, 82, 84, 88, 89, 90, 91, 94, 97, 100, 102, 106, 114, 116, 117, 118, C, E
- Ébullition** 10, 12, 15
- Ébullition nucléée 11, 16, 49
- Ecart88
- Equation de bilan.....7
- Erreur..... 31, 48, 49
- Espace..... 1, 44, 45, 46, 47, 63, 67, 72, 98
- Evaporation C
- Evolution..... ix, 90, 93, 94, 105, 112
- Expérimental..... viii, ix, 44, 45, 46, 47, 49, 53
- Expérimentale49
- F**
- Film ... iii, iv, ix, x, 1, 2, 3, 12, 17, 21, 22, 76, 77, 79, 82, 84, 91, 94, 97, 98, 101, 102, 103, 104, 105, 114, 117, F, G, H
- FLUENT..... ix, 66, 67, 70, 75, 81, F
- Fluide.... iii, ix, x, xi, 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 15, 16, 21, 28, 34, 37, 39, 49, 62, 69, 70, 72, 73, 74, 77, 84, 89, 90, 99, 100, 106, 110, 114, 116, 118
- Flux de chaleuriii, ix, x, xi, 1, 2, 3, 7, 16, 17, 18, 40, 43, 49, 53, 54, 55, 56, 57, 59, 76, 77, 78, 87, 89, 90, 91, 97, 100, 101, 102, 103, 114, 117
- Force..... 5, 13, 14, 28, 36, 37
- Formation110
- Fraction ix, 2, 72, 73, 74, 75, 77, 78, 82, 94, 97, 110, 113, 116, H
- Fréquence37
- Fyodorov 36
- G**
- G. Biswas 100
- G. Tomar 100
- GAMBIT62, 65, 67, 79, 81
- Gravité 4, 11, 13, 16, 18, 22, 23, 41, 98
- Green-Ostrogradski 67
- H**
- Hara 55
- Hémisphérique... viii, 25, 27, 29, 32, 33, 35, 39, 97, 98, 99, 117
- Hexane.....50, 52, 89, 90, 114
- Hijikata 16
- Hohl..... 19
- Homogène 15
- I**
- Interface iii, iv, viii, 2, 6, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 25, 26, 32, 36, 38, 62, 66, 71, 72, 73, 74, 75, 76, 77, 78, 79, 80, 91, 93, 98, 102, 103
- J**
- Jawureck..... 32
- K**
- Kim 40
- Kirihara..... 87
- Klimenko 36
- Kocamostafaogullari 88
- Koffman..... 32
- Kreith..... 39
- Kurihara 56
- L**
- L'ébullition 14, 23, 40, 84, 114
- L'ébullition 4
- L'évaporation 4

Le transfert de chaleur43
 L'ébullition..... 19, 56
 L'ébullition.....58
 L'ébullition nucléée.....20
 Lienhard.....17
 Liquide iii, xi, 2, 4, 5, 6, 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14,
 15, 16, 19, 20, 21, 22, 23, 25, 26, 27, 28, 29,
 30, 31, 32, 34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 43,
 55, 56, 57, 71, 72, 76, 77, 79, 80, 82, 84, 90,
 91, 93, 98, 99, A
 Liquides16

M

Maillage 66, 68, 69
 Marangoni..... 14, 36, 38, A
 Marquardt19
 Mathématique..... iii, 2, 43, 44, 48, 51, 59, 71
 Meyers87
 Microcouche .11, 25, 27, 29, 32, 33, 34, 35, 36,
 38, 39, 40, 56
 Mikic.....87
 Mikic & Rohsenow.....57
 Mode.....iii, 17, 39, 40, 89, 116
 Modèle .. iii, ix, 2, 31, 32, 34, 35, 36, 39, 40, 43,
 44, 48, 49, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 58, 59, 69,
 72, 74, 76, 77, 82, 93, 94, 116
 Modes..... 17, 25, 30
 Mouillage8, 21
 Mouvement.....2, 6, 7, 8, 25, 26, 30, 32, 37, 55,
 56, 62, 64, 69, 72, 78, 81, 82, 98, 100, 104,
 110
 Msh81

N

Navier Stokes7
 Nishikawa 55, 87
 Niveau.. 4, 5, 16, 18, 23, 29, 35, 38, 40, 43, 44,
 45, 46, 48, 50, 67, 68, 73, 77, 81, 98

Nucléation iii, x, 1, 2, 3, 4, 5, 10, 11, 14, 15, 16,
 17, 18, 19, 23, 27, 29, 37, 49, 50, 54, 55, 56,
 57, 58, 89, 116, A
 Nusselt ix, x, 57, 100, 101, 102, 116, 117

O

Outflow 81
 Outlet 92
 Outlet 81

P

Paramètresiii, 1, 2, 4, 16, 23, 27, 34, 38, 43,
 56, 59, 70, 75, 100, 116, 118
 Partielleiii, 1, 3, 4, 5, 50, 55, 84, 88, 90, 114,
 116
 Patel..... 31
 Phase.....viii, ix, x, 1, 5, 6, 8, 12, 14, 15, 16, 25,
 26, 27, 28, 29, 31, 39, 40, 55, 63, 66, 72, 74,
 77, 78, 79, 82, 91, 93, A, F, G
 Plesset 32
 PLIC 74
 Propriétés.. iii, ix, x, 1, 2, 3, 4, 8, 19, 23, 33, 34,
 39, 40, 47, 49, 50, 54, 69, 73, 74, 75, 79, 92,
 116

R

R114.....50, 51, 52, 84, 89, 90, 114
 Rayleigh 25, 30
 Rayleigh-Taylor..... 110
 Refroidissement viii, 1, 4, 16, 21, 23, 29, 40, 43
 Relatifs ix, 87, 88
 Réponse..... ix, 44, 47, 48, 49, 54
 Rohsenow 87

S

Saturation...xi, 4, 5, 6, 9, 10, 11, 14, 15, 16, 19,
 21, 23, 26, 35, 49, 92, C

Simulation...iii, iv, 1, 2, 3, 62, 66, 71, 79, 82, 84,
91, 94, 97, 100, 102, 106, 114, 116, 117,
118, G, H

Surface . iv, ix, 2, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13,
14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 25, 27, 28, 29,
30, 36, 37, 38, 40, 41, 47, 48, 49, 55, 56, 57,
62, 67, 71, 72, 73, 74, 75, 78, 79, 80, 82, 84,
92, 94, 97, 98, 100, 102, 104, 114, 116, 117,
118, A, B, C, E, F, G, H

T

Taylorx, 48, 64, 68, 76, 91, 102, 110, 117, A, D

Taylor-Mac Laurin48

Taylor-Raleigh91

Température.... ix, x, 1, 4, 5, 6, 7, 9, 10, 11, 12,
14, 15, 16, 17, 19, 21, 23, 26, 27, 29, 30, 31,
32, 34, 35, 36, 39, 49, 57, 67, 91, 92, 98,
106, 110, 116, 117

Temps...x, 2, 11, 12, 20, 26, 27, 29, 30, 31, 32,
34, 37, 40, 55, 63, 67, 69, 72, 74, 93, 95, 96,
97, 98, 99, 100, 101, 104, 105, 106, 107,
109, 110, 112, 113, 116, 117

Theofanous.....31

Thermiques.....9

Thermo iii, iv, ix, x, 1, 2, 3, 4, 23, 49, 50, 54,
116

Thermodynamique4

Thermo-physique.....2, 3, 49, 54

U

UDF.....75, 80

V

Van Stralen 32, 39

Vapeur 9

Vaporisation... iii, x, 4, 9, 11, 25, 26, 28, 30, 32,
40, 49, 73, 77, 89, 98, 116

Variable naturelle..... 50

Vitesse .iii, x, 4, 5, 7, 13, 26, 32, 57, 67, 71, 72,
74, 79, 81, 99, 100, 104, 106, 110, 113, 114,
116, 117

VOF.....71, 73, 94

Volume... iii, x, 7, 22, 39, 67, 68, 69, 72, 73, 74,
75, 77, 116, 117, E, G, H

Volumique ix, x, 2, 7, 10, 12, 15, 23, 31, 65, 68,
72, 73, 74, 75, 78, 82, 94, 97, 110, 113, 116

Vortex.....99, 102, 106, 110

Y

Yaddanapudi..... 40

Z

Zhao 29

Zone d'ébullition..... 50