

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE MOULOD MAMMERI – TIZI OUZOU
FACULTE DU GENIE DE LA CONSTRUCTION
DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE



Mémoire de fin d'études
EN VUE DE L'OBTENTION DU DIPLÔME DE
MASTER ACADÉMIQUE EN GÉNIE MÉCANIQUE
OPTION : ENERGETIQUE

Intitulé du sujet :

**Contribution à l'étude du phénomène d'assèchement dans un canal
rectangulaire étroit**

Réalisé par :

1. M^r. BOUSMAK FARID
2. M^r. AIT SAID MEHDI

Encadré par :

M^r. M.FERROUK

Année universitaire : 2021/2022

Remerciement

Nos remerciements s'adressent premièrement et avant tout à Dieu, le tout-puissant, qui nous a donné la force, le courage et la volonté d'aller jusqu'au bout et de mener ce présent travail à son point ultime.

De prime abord, on tient à exprimer notre profonde reconnaissance et notre vif remerciement à Monsieur M^r. M. FERROUK, qui nous a fait l'honneur d'encadrer ce travail avec une grande disponibilité. Sa confiance, ses encouragements, son support et la passion de son travail ont été très stimulants. Merci milles fois pour le temps que vous nous avez consacré.

Nous tenons aussi à exprimer notre reconnaissance aux membres de jury d'accepter la présidence de notre mémoire de fin d'études et d'avoir accepté d'examiner et d'évaluer notre travail.

Enfin nous remercions tous les enseignants du département de Génie Mécanique, nos amis et tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à l'élaboration de ce travail, trouvent ainsi l'expression de notre profonde gratitude et respects.

Dédicaces

Ce projet fin d'études est dédié à mes très chers parents qui m'ont toujours poussé et motivé dans mes études, à mon chère frère Kamel et sœurs Kahina et Lina à qui je souhaite tout le bonheur , à mes petites princesses Amélia et dalia , à Melissa ouanes avec qui j'ai passé mes meilleurs moment à l'Université et pour son aide précieux, à mes meilleurs ami Mohand Arezki, Jugurtha , khali mouh et Nadir , à tous les étudiants et étudiantes de la faculté génie mécanique a Abdeslam et Slimane on particulier , et à tous ceux qui ont manifesté un intérêt pour mon travail et qui m'ont encouragé à rassembler les informations qui constituent aujourd'hui ce mémoire.

Dédicaces

Ce projet fin d'études est dédié à mes très chers parents qui m'ont toujours poussé et motivé dans mes études, à toutes les personnes de ma grande famille, à mes meilleurs amis, à tous les étudiants de ma section et à tous ceux qui ont manifesté un intérêt pour mon travail et qui m'ont encouragé à rassembler les informations qui constituent aujourd'hui ce mémoire.

Liste des symboles

De	diamètre hydraulique du canal	m
f_i	coefficient de frottement interfacial	
g	accélération gravitationnelle	m/s²
G	flux massique	kg/(m² s)
h_{fg}	chaleur latente de vaporisation	kJ/kg
L	longueur de chauffage	m
P	pression	MPa
P_{ri}	périphérie de l'interface film liquide-cœur vapeur	m
P_{rq}	périphérie de chauffage	m
q	flux de chaleur	kW/m²
q_{cal}	flux de chaleur calculé	kW/m²
q_{exp}	flux thermique expérimental	kW/m²
s	taille de l'espace entre les canaux rectangulaires/annulaires	m
uc	vitesse moyenne du noyau de vapeur	m/s
w	largeur de canal rectangulaire	m
x	qualité de la vapeur	
x_{ann}	qualité de masse initiale de l'écoulement annulaire	
x_{in}	qualité de la masse d'entrée	
y	distance de la paroi du canal	m
z	distance axiale	m
a_c	taux de vide du noyau de vapeur	

Indices

DNB : Departure from Nucleate Boiling
CHF : critical heat flux
SAT : saturation
ONB début d'ébullition nucléée (<i>onset of nucleateboiling</i>)

MAX : maximal

MIN : minimal

Lettres Grec

ρ	densité,	kg/m^3
δ	épaisseur du film liquide	m
ρ_c	masse volumique du noyau de vapeur	kg/m^3
ρ_f	masse volumique de la phase liquide	kg/m^3
ρ_g	masse volumique de la phase vapeur	kg/m^3
μ_E	viscosité effective	$\text{kg}/(\text{ms})$
ε	viscosité turbulente	m^2/s
τ	contrainte de cisaillement	N/m^2
τ_i	contrainte de cisaillement inter faciale	N/m^2

Nombres adimensionnels

Re	Nombre de Reynolds
Nu	Nombre de nusselt

Table des matières

Liste des figures

Nomenclature

Introduction générale 1

Chapitre I : Généralités et notions fondamentales

I.1 Introduction..... 3

I.2 Domaines d'application 3

I.2.1 Système de transport 3

I.2.2 Système de procédés 4

I.2.3 Système d'alimentation 4

I.2.4 Système de transfert de chaleur..... 5

I.2.5 Phénomènes métrologiques 5

I.3 Principaux paramètres des écoulements diphasiques 6

I.3.1 Les titres : 6

I.3.2 Fraction de vide..... 7

I.3.3 Le glissement 8

I.3.4 Les vitesses..... 8

I.3.7 La crise d'ébullition 9

I.4 Conclusion 11

Chapitre II : Configuration d'écoulement pré CHF

II.1 Introduction 12

II.2 Ebullition en vase clos..... 12

II.3 Ebullition en convection forcée à l'intérieur d'un tube chauffant..... 14

II.4 Conclusion 17

Chapitre III : Ebullition en convection forcé dans un canal rectangulaire

III.1 Introduction..... 18

III.2.1 Equation de conservation de la masse du film liquide 20

III.2.2 Déposition et entraînement 22

III.2.3 L'équation de conservation de la quantité de mouvement du film liquide 24

III.2.4 L'équation de conservation de la quantité de mouvement du noyau de vapeur 27

III.2.5 L'équation de conservation d'énergie du film liquide 28

III.2.6 L'équation de la contrainte de cisaillement à l'interface..... 28

III.3 Description du programme élaboré	28
III.4 Résultats obtenus.....	38
Conclusion générale.....	42

Liste des figures

Figure	Page
I. 1 : Canalisation de transport de produits	03
I. 2 : Procédé chimique (Haber)	04
I. 3 : Réacteur nucléaire	04
I. 4 : Transfert thermique	05
I. 5 : Formation et mouvement des gouttelettes de pluie	05
I.6 : Fraction vide	08
I.7 : Différentes mécanisme de crise d'ébullition à faible titre.	10
II.1 : Allure générale de la courbe de Nukiyama	12
II.2 : Courbe de Nukiyama	13
II.3 . Evolution des températures et régimes d'écoulement en ébullition convective	16
III.1 : La distribution de l'épaisseur du film liquide le long de la circonférence du canal.	18
III.2 : Schéma de l'écoulement dans un canal rectangulaire chauffé uniformément.	20
III. 3 : L'échange de masse entre le film liquide et le noyau de vapeur dans la région d'écoulement annulaire.	21
III.4 : Forces agissantes sur le volume de contrôle de film liquide.	25
III.5 : Interaction des forces de quantité de mouvement sur le volume de contrôle de film liquide.	26
III.6 : Forces agissant sur le volume de contrôle du noyau de vapeur	28
III.7 : Interaction de quantité de mouvement du volume de contrôle du noyau de vapeur.	28
III.8 : Organigramme de calcul.	30
III.9 : Épaisseur du film liquide sur la longueur axiale avec différentes tailles de canal à flux massique fixe.	40
III.10 : Courbe des résultats obtenus pour notre programme.	40



***Introduction
Générale***

Introduction générale

La simulation numérique des écoulements diphasiques connaît ces dernières années un essor considérable grâce à l'évolution des moyens informatiques. La simulation numérique ne supplante pas l'expérimentation mais la complète. Elle permet d'effectuer l'analyse du problème dans des conditions réalistes (reproduire des tests que l'on fait en expérimentation pour mieux les comprendre et à moindre coût) ou au contraire dans des conditions d'essais extrêmes/marginales (climats extrêmes, défauts d'installations...).

Dans cette optique, nous avons procédé à l'étude de la crise d'ébullition dans un canal rectangulaire étroit, la crise d'ébullition est une dégradation brutale de l'échange thermique entre une paroi chauffante et un fluide caloporteur, elle est susceptible de causer un accident grave dans plusieurs dispositifs industriels.

Le flux thermique critique (CHF) est donc, une condition importante qui définit la limite supérieure d'exploitation convenable d'équipement thermique utilisant le transfert de chaleur par ébullition dans les systèmes à flux de chaleur imposé. La prédiction précise de son apparition est un sujet de préoccupation primordiale. Bien que des recherches intensives sur le phénomène de l'échauffement critique aient été menées sur le plan expérimental, une approche théorique s'avère plus adéquate et moins coûteuse. Plusieurs modèles basés sur des mécanismes physiques ont été proposés dans la littérature et largement débattus.

Il existe plusieurs termes pour désigner le flux thermique critique. Les termes les plus utilisés dans la littérature sont le CHF (en anglais Critical Heat Flux) et la crise d'ébullition (boiling crisis).

La crise d'ébullition est un phénomène brutal et destructif qu'il faut à tout prix éviter. En effet, dans les centrales nucléaires et dans les systèmes dégageant une puissance thermique et refroidis à l'eau, l'échange n'est assuré efficacement qu'en en contact avec du liquide.

Si le système est mal refroidi, il verra sa température de paroi augmenter et peut atteindre la température de fusion entraînant ainsi la destruction du système. Donc, il est indispensable de maîtriser ce phénomène en disposant d'outils prédictifs (modèles ou corrélations) afin d'éviter les conditions critiques d'où l'intérêt de notre travail.

Introduction générale

Il existe deux types de crises d'ébullition : la crise d'ébullition à faible titre (caléfaction) et la crise d'ébullition à titre élevé (assèchement ou dryout).

Dans notre étude on s'intéresse à l'étude de la crise d'ébullition de ce dernier type.

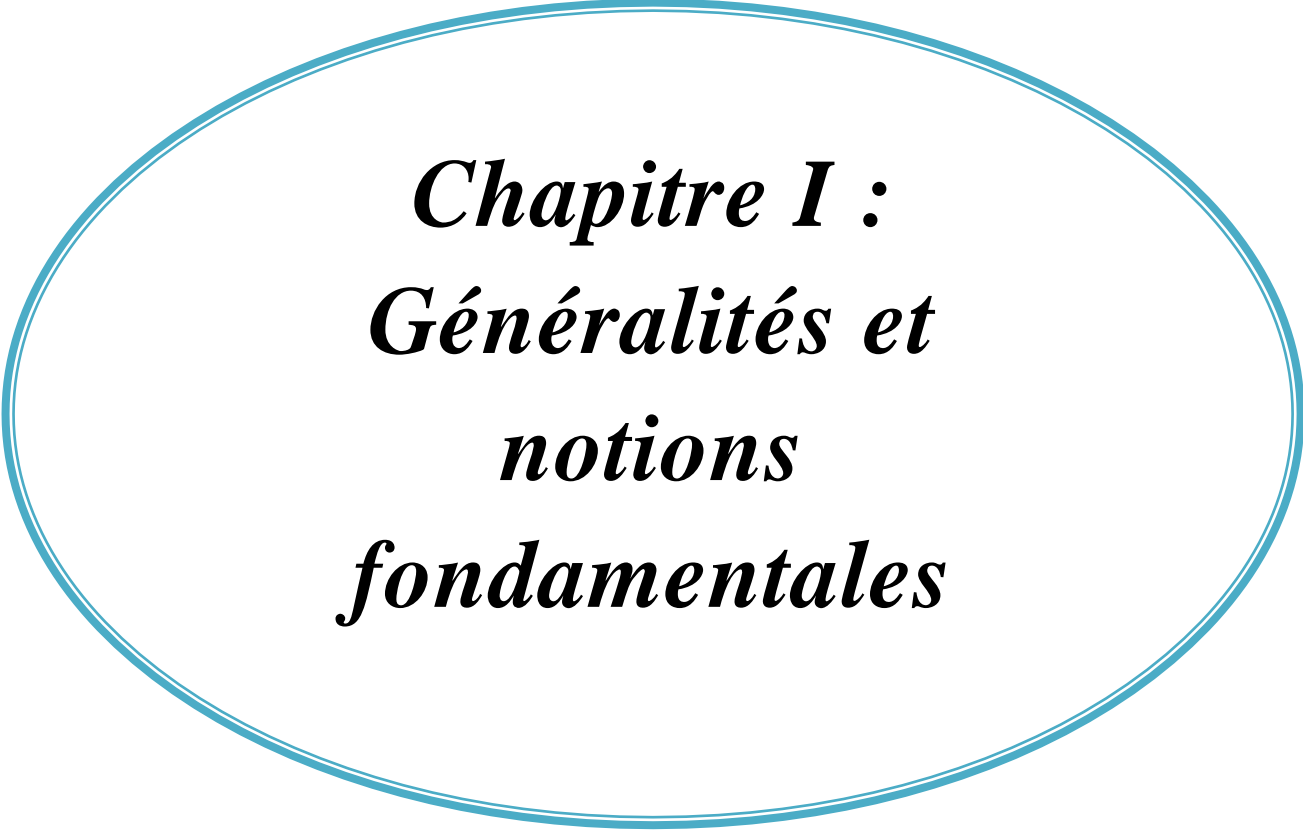
Dans le premier chapitre, on rappellera quelques définitions nécessaires à la compréhension des écoulements diphasiques. Après, on présentera une partie du chapitre est dédiée à l'état de l'art sur les écoulements diphasiques.

Prédiction de l'assèchement dans un canal rectangulaire chauffé uniformément sur ses deux faces ;

Pour cela nous avons repris le modèle de Du et al (2012) développé par la corporation national nucléaire de chine, pour le mettre en œuvre on élabore un programme fortran.

La théorie sucesite rapportée par Du et al a été détaillée au chapitre II en représentant les équations de masse et de mouvement et les définitions de déférente grandeurs qu'on trouve dans le modèle.

Les différentes grandeurs utilisées en écoulement diphasique sont dans le chapitre I.



Chapitre I :
Généralités et
notions
fondamentales

I.1 Introduction

Les écoulements diphasiques sont plus complexes que les écoulements monophasiques à cause, d'une part, de la dynamique des interfaces (déformation, rupture, coalescence) qui varie d'une manière brusque, et d'autre part, de l'évolution de ces interfaces à des échelles très variées qui peuvent aller de quelques microns à quelques mètres de plus l'écoulement diphasique est rencontré dans beaucoup d'applications d'ingénierie. Ce sujet est devenu progressivement important et a besoin d'une meilleure compréhension afin de mener des exploitations sûres et une conception optimale.

Dans ce chapitre, on verra des généralités sur les écoulements diphasiques (principaux paramètres, régimes et cartes d'écoulements).

I.2 Domaines d'application

Les applications les plus importantes et les plus courantes où l'on rencontre les écoulements diphasiques sont mentionnées ci-dessous : [2]

I.2.1 Système de transport

Le transport par canalisation des mélanges de pétrole et de gaz, des fibres, des boues etc. relatives à l'industrie pétrochimique nécessite la maîtrise et la modélisation des écoulements diphasiques.



Figure I.1 : Canalisation de transport de produits

I.2.2 Système de procédés

Réactions chimiques, milieu poreux, unités d'extraction et de distillation, système de dessalement, séparation de phase atomiseurs, réacteurs agités, etc.

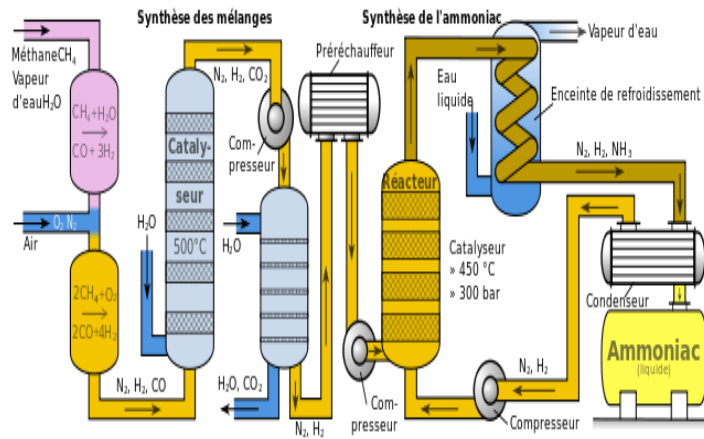


Figure I.1 : procédé chimique (Haber)

I.2.3 Système d'alimentation

Réactions nucléaires, chaudière et évaporateurs, moteurs à réaction et moteur de combustion, etc.

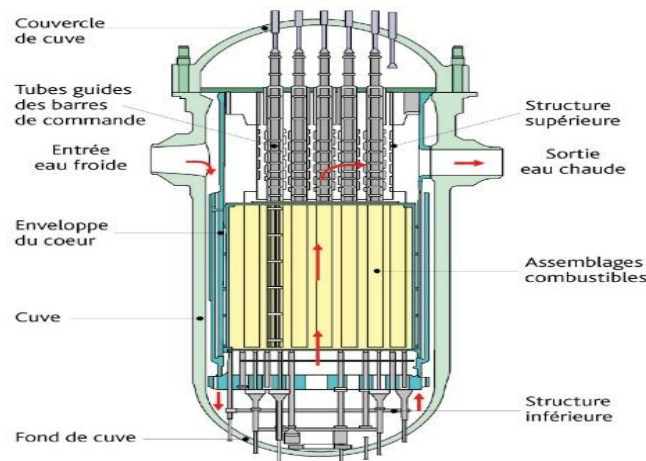


Figure I.3: Réacteur nucléaire

I.2.4 Système de transfert de chaleur

Evaporateurs, réfrigérateur, échangeurs de chaleur condenseurs, séchoirs, tours de refroidissement.

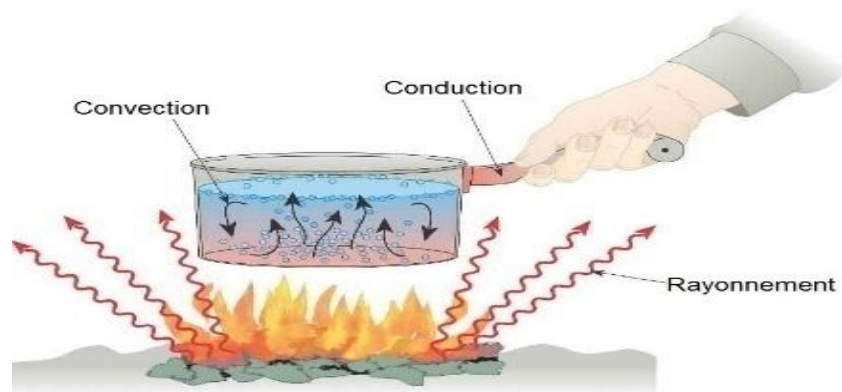


Figure I.4 : Transfert thermique

I.2.5 Phénomènes météorologique

Introduction des fleuves, vagues d’océan, formation et mouvement de gouttelettes de pluie, physique des nuages, givrage, etc.

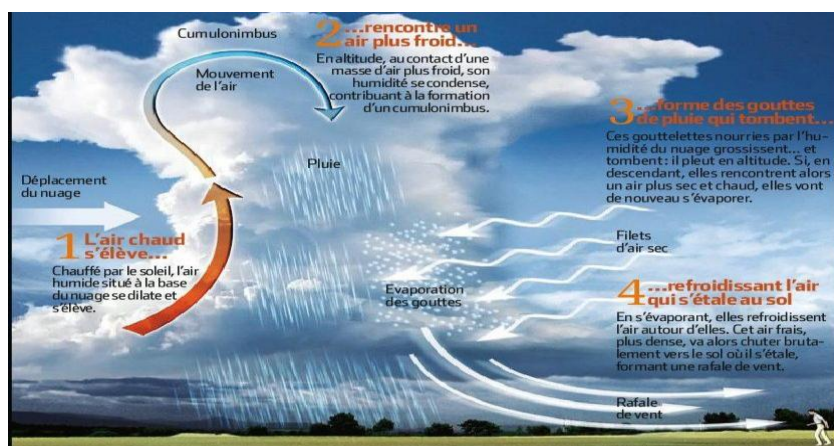


Figure I.5 : Formation et mouvement des gouttelettes de pluie.

I.3 Principaux paramètres des écoulements diphasiques [3]

Un écoulement diphasique est caractérisé par les vitesses, les débits massiques et volumiques, les fractions massique et volumique des deux phases en présence [Butterworth 1977]. Pour un écoulement liquide-vapeur dans une conduite, ces paramètres sont définis comme suit :

I.3.1 Les titres :

On distingue trois titres :

- **Titre thermodynamique** : Il est calculé à partir du bilan thermodynamique :

$$x = \frac{\langle i \rangle - i_f}{i_g - i_f} = \frac{\langle i \rangle - i_f}{i_{fg}} \quad (\text{I.1})$$

Où :

$\langle i \rangle$: Enthalpie moyenne du mélange à la section droite

i_g : L'enthalpie de la vapeur saturée

i_f : L'enthalpie du liquide saturé

i_{fg} : La chaleur latente de vaporisation

- **Titre massique** : Dans le cas de l'équilibre thermodynamique, x correspond au titre massique (dynamique) x de vapeur défini par

$$x = \frac{w_g}{w_g + w_f} ; (1-x) = \frac{w_f}{w_g + w_f} \quad (\text{I.2})$$

Il diffère du précédent du fait de la répartition non homogène des températures dans une section donnée. Il se détermine expérimentalement, par exemple par des méthodes d'absorption de rayon X, l'absorption étant différente pour l'eau et pour la vapeur.

Où :

w_g : Le débit massique du gaz

w_f : Le débit massique du liquide

- **Titre volumique** : On appelle titre volumique, le rapport du débit volumique de vapeur au débit volumique total défini par :

$$\beta = \frac{Q_g}{Q_g + Q_f} ; (1-\beta) = \frac{Q_f}{Q_g + Q_f} \quad (\text{I.3})$$

I.3.2 Fraction de vide

Dans les écoulements diphasiques, la fraction du vide est l'une des paramètres les plus importants à définir. Elle définit la section occupée par chaque phase.

Comme elle détermine les vitesses moyennes du liquide et de vapeur, elle représente un paramètre fondamental dans le calcul de la chute de pression et les comportements hydrodynamiques de l'écoulement.

$$\alpha = \frac{A_g}{A} ; (1-\alpha) = \frac{A_f}{A} \quad (\text{I.4})$$

Où :

A_g : La surface occupée par le gaz

A_f : La surface occupée par le liquide

A : La surface totale de la section

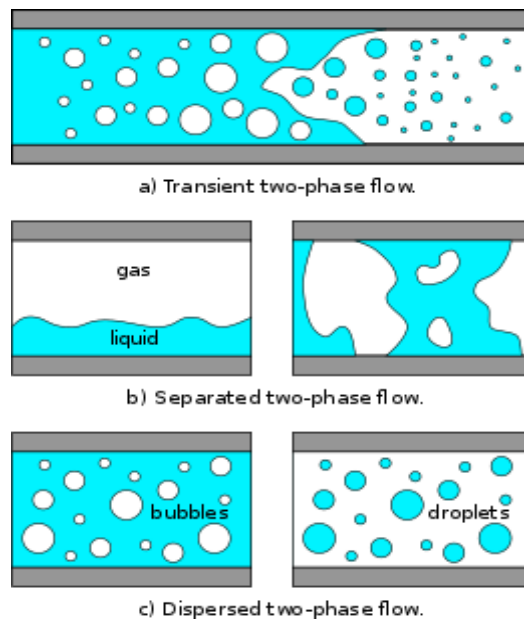


Figure I.6 : Fraction vide

I.3.3 Le glissement

C'est le rapport des vitesses moyennes dites aussi débitantes des phases liquide et gaz. Le titre, le taux de vide et le glissement sont liés par la relation suivante :

$$S = \frac{w_g}{w_f} = \left(\frac{x}{1-x} \right) \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right) \left(\frac{1-\alpha}{\alpha} \right) \quad (\text{I.5})$$

I.3.4 Les vitesses

Dans l'écoulement diphasique, il y a un certain nombre de vitesse qui peut être défini. En outre, les phases n'auront pas la même vitesse et il y aura une vitesse relative entre elles.

➤ La vitesse réelle

La vitesse par laquelle les phases évoluent réellement le long de circuit. Elle est déterminée par les débits volumiques de l'air et du liquide divisé par la section occupée par des phases, respectives :

$$u_g = \frac{w_g}{\rho_g \cdot A_g} = \frac{Q_g}{A_g} = \frac{G_x}{\rho_g \cdot \alpha} \quad (\text{I.6})$$

$$u_f = \frac{w_f}{\rho_f \cdot A_f} = \frac{Q_f}{A_f} = \frac{G \cdot (1-x)}{\rho_f \cdot (1-\alpha)} \quad (\text{I.7})$$

➤ La vitesse surfacique

Si le débit volumique du liquide traverserait la section totale, la vitesse surfacique serait ce qu'on appelle vitesse surfacique du liquide, la même définition s'applique au gaz :

$$j = \frac{Q}{A} \quad (\text{I.8})$$

$$j_g = \frac{Q_g}{A} = \mu_g \cdot \alpha = j\beta = \frac{G_x}{\rho_g} \quad (\text{I.9})$$

$$j_f = \frac{Q_f}{A} = \mu_f \cdot (1-\alpha) = \frac{G \cdot (1-x)}{\rho_f} \quad (\text{I.10})$$

➤ La vitesse massique

C'est le rapport du débit massique total à la section du passage de l'écoulement

$$G = \frac{w}{A} = \rho\mu = \frac{\mu}{v} \quad (\text{I.11})$$

I.3.5 Surchauffe

Elle représente la quantité positive entre la température T et la température de saturation

$$\Delta T_{sat} = T - T_{sat} \quad (\text{I.12})$$

I.3.6 Sous refroidissement

Elle représente la quantité positive entre la température de saturation T_{SAT} et la température T :

$$\Delta T_{SUB} = T_{SAT} - T \quad (\text{I.13})$$

I.3.7 La crise d'ébullition

Elle résulte d'une dégradation locale de l'échange thermique due au remplacement du liquide par de la vapeur au niveau de la paroi. Selon la région d'ébullition, on distingue deux types de crises d'ébullition (figure I.7) qui correspondent à des mécanismes physiques différents : La caléfaction ou « *Departure from Nucleat Boiling(DNB)* » et l'assèchement ou « *Dryout* ».

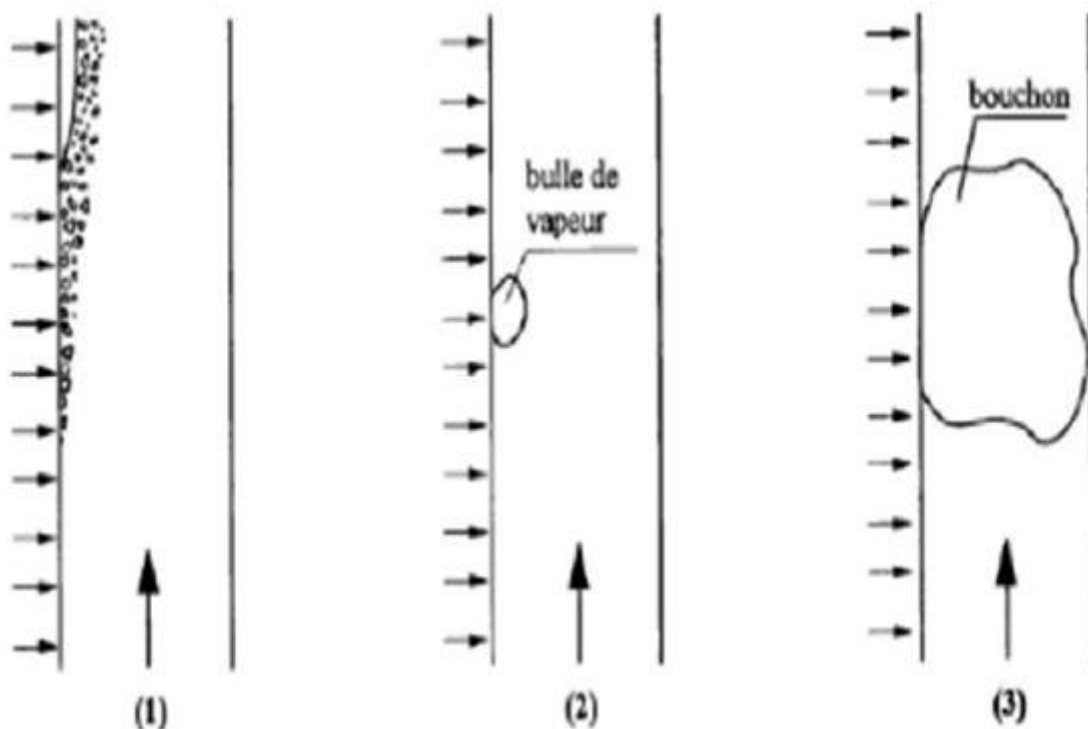


Figure I.7 : différents mécanisme de crise d'ébullition à faible titre.

- 1- L'accumulation des bulles de vapeur près de la paroi chauffante. Le recouvrement de la paroi par les bulles empêche tout contact avec le liquide.
- 2- Des fortes surchauffes locales de la paroi aux emplacements des sites de nucléation dues à la formation et à l'accroissement des bulles de vapeur, sous des conditions défavorables à leur détachement.
- 3- Formation de taches sèches pendant le passage de gros bouchons de vapeur en régime d'écoulement avec bouchons.

I.4 Conclusion

Dans ce chapitre, on a passé en revue les paramètres qui interviennent dans un écoulement diphasique indispensable à la compréhension des paramètres des crises d'ébullition.

Le chapitre suivant portera sur la description des configurations d'écoulement pré CHF rencontrées dans un tube chauffé uniformément.



Chapitre II :
Configuration
d'écoulement pré CHF

II.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les différentes configurations d'écoulement qui apparaissent lors de l'ébullition à l'intérieur d'un canal chauffé uniformément. Avant de passer à l'ébullition en convection forcée, il est bon de rappeler les différents régimes d'ébullition rencontrés lors de l'ébullition en vase clos puis on va parler de l'ébullition convective dans un tube chauffant.

II.2 Ebullition en vase clos :

C'est l'ébullition que l'on rencontre dans un volume rempli de réfrigérant à l'état statique, dans lequel sont plongés des éléments chauffants fournissant un flux de chaleur sur leur paroi. Une expérience célèbre réalisée par Nukiyama (1934) [4], a permis de mettre en évidence les différents régimes d'ébullition sur un fil chauffant plongé dans de l'eau. L'expérience consiste à chauffer progressivement le fil par effet Joule et à tracer la courbe donnant la densité de flux thermique Φ en fonction de la surchauffe $\Delta T_{SAT} = T_P - T_{SAT}$. Dans une première série d'essais, Nukiyama (1934) [4] a utilisé un fil de nichrome et a obtenu la branche AC de la figure. Au point C, le fil se rompait brutalement. Ayant remplacé le fil de nichrome par un fil de platine, Nukiyama (1934) a obtenu la branche AC puis la branche C'E. En diminuant la puissance électrique, la branche ED était décrite puis la branche D'A.

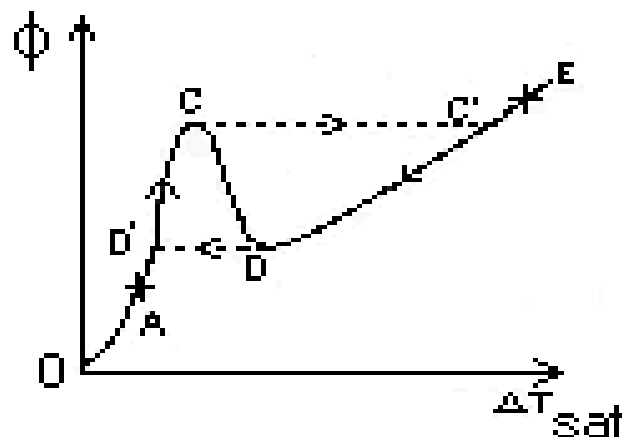


Figure II.1 : Allure générale de la courbe de Nukiyama.

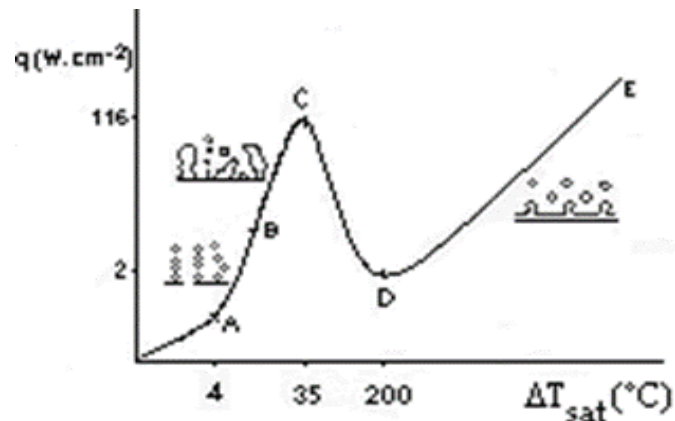


Figure II.2 : Courbe de Nukiyama (1934).

L'allure de la courbe, ainsi construite par Nukiyama (1934), laissait donc présager l'existence d'un phénomène d'hystérésis et d'une branche descendante CD. Sur cette branche, les points de fonctionnement sont instables pour un chauffage à flux imposé.

Un chauffage à température imposée, comme celui réalisé par Drew & Müller en 1937 (Delhaye, 1995) [6], permet de tracer toute l'ensemble de la courbe représentée sur la figure II.2. Cette courbe, appelée courbe d'ébullition ou courbe de Nukiyama, possède plusieurs tronçons correspondant à des régimes thermiques différents. Jusqu'au point A, le fil est baigné par le liquide en convection naturelle. Au point A apparaissent les petites bulles de vapeur prenant naissance en des points bien précis du fil, appelés sites de nucléation et s'élevant sous forme de chapelets. C'est l'ébullition nucléée à bulles isolées. Ces bulles commencent à s'agglomérer pour former des poches et même des colonnes de vapeur. Cette ébullition nucléée se produit sur le tronçon BC. Au point C, le volume de vapeur produit est tel que le liquide ne peut plus atteindre le fil chauffant et assurer son refroidissement. Cela explique sur la figure II.2 le passage du point de fonctionnement de C à C' et l'augmentation brutale de la température T_p du fil, ce qui avait entraîné la fusion du fil de nichrome. Le point C correspond à ce qui est communément appelé la crise d'ébullition ou encore le flux thermique critique ou le flux thermique maximal. Il existe un certain nombre de termes anglais pour désigner ce point qu'il est utile de connaître : burnout, peak heat flux, departure of nucleate boiling, critical heat flux, first boiling transition. Le tronçon DE correspond à l'ébullition en film encore appelée ébullition pelliculaire où le fil chauffant est entouré d'une gaine de vapeur d'où s'échappent régulièrement des bulles de vapeur. Le point D correspond au point dit de flux thermique minimal ou de température minimale de film stable, tandis que le tronçon CD correspond à l'ébullition de transition, régime mal défini.

II.3 Ebullition en convection forcée à l'intérieur d'un tube chauffant

La figure II.3 représente l'évolution d'un écoulement liquide - vapeur avec apport de chaleur à la paroi (Collier & Thome, 1994) [5]. Le liquide entre au bas de la conduite à débit constant et à une température inférieure à la température de saturation. Pour un flux de chaleur donné, l'évolution de la configuration de l'écoulement ainsi que la distribution qualitative des températures de fluide et de paroi sont données sur la figure II.3. Sur cette dernière, sept régions, où se produisent des phénomènes bien caractéristiques, apparaissent clairement :

- **Région A** : il s'y produit de la convection forcée et éventuellement des bulles de dégazage. Cet état est dénommé : convection forcée en simple phase liquide.

- **Région B** : région d'ébullition locale où les bulles de vapeur se forment à la paroi et se condensent au centre du canal, là où le liquide n'a pas encore atteint la température de saturation. Dans cette région, on observe une stabilisation de la température de paroi de quelques degrés au-dessus de la température de saturation. Cependant, si le flux de chaleur (de paroi) devient important, le taux de production de vapeur s'accroît de telle sorte qu'une couche de vapeur vient isoler la paroi entraînant une dégradation brutale du coefficient de transfert de chaleur. C'est le phénomène de crise d'ébullition, ou caléfaction (DNB : Departure from Nucleate Boiling)

Dans un réacteur PWR, le risque de la crise d'ébullition oblige à se limiter à l'ébullition locale. On peut cependant rencontrer les régions d'ébullition suivantes dans les réacteurs à eau bouillante (BWR) et dans les générateurs de vapeur.

- **Région C** : les bulles devenant très nombreuses s'agglomèrent (phénomène de coalescence) et forment des bouchons de vapeur. Cette région est appelée : écoulement à bouchon (plug-flow ou slug-flow).

- **Région D** : les bouchons se rejoignent les uns les autres et forment un manchon de vapeur au centre du tube. La paroi est baignée par un mince film annulaire de liquide, d'où le nom de cette région dite à écoulement annulaire (annular- flow).
- **Région E** : le film liquide annulaire s'épuise peu à peu par vaporisation. Lorsqu'il disparaît on assiste au phénomène d'assèchement (crise d'ébullition) ou dry out qui peut lui aussi entraîner le burnout. L'écoulement annulaire se produit sur la majeure partie de la gamme de titre thermodynamique, x allant de 0.1 à l'unité.
- **Région F** : le film liquide a complètement disparu, il ne reste plus qu'un brouillard formé de microscopiques gouttelettes en suspension dans la vapeur, d'où le nom d' « écoulement à brouillard » donné à cette région (mist-flow).
- **Région G** : il n'y a plus du tout de phase liquide, on a un écoulement simple phase de vapeur sèche où s'appliquent les lois classiques de la convection forcée.

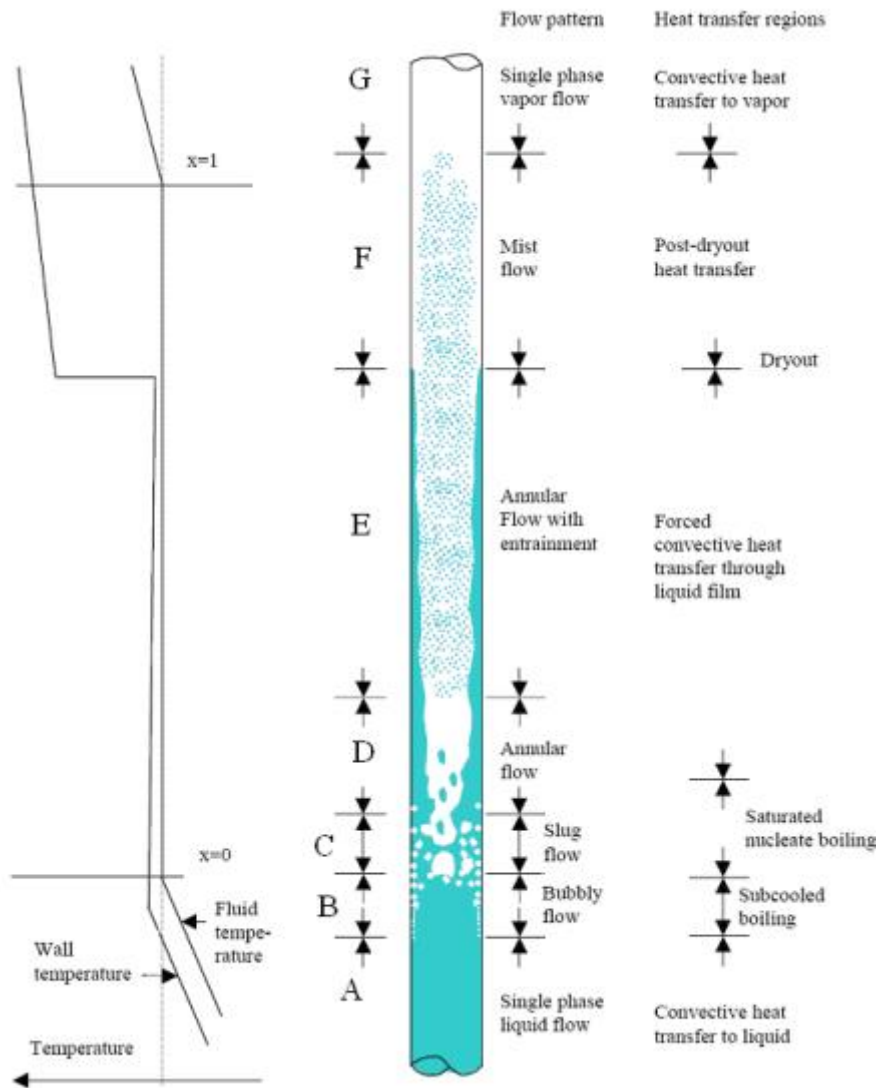
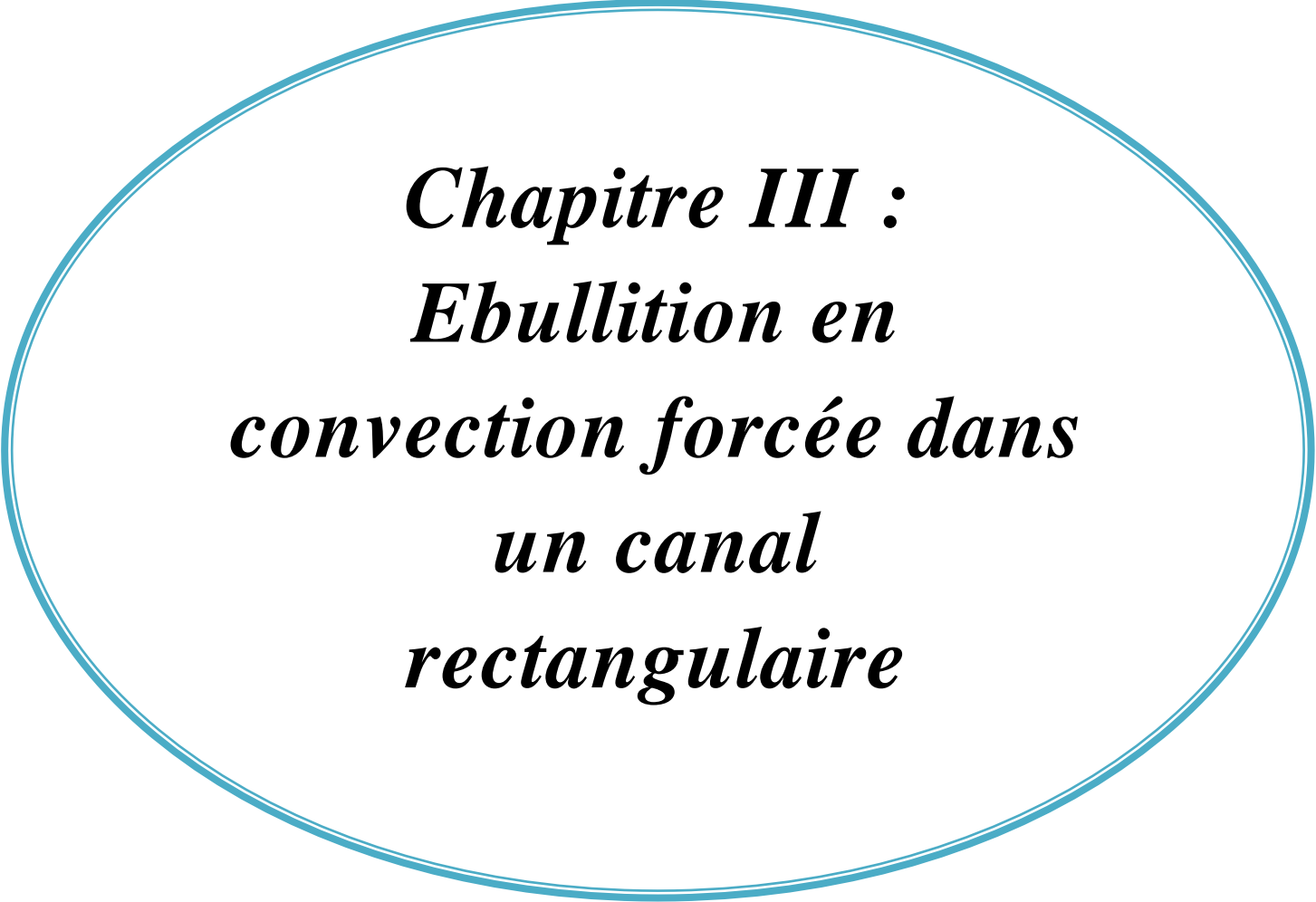


Figure II.3 : Evolution des températures et régimes d'écoulement en ébullition convective (Collier & Thome, 1994) [5]

II.4 Conclusion

Dans ce chapitre, on en a parlé de l'expérience de NUKIYAMA qui est considéré l'un des premiers à caractériser les différents régimes d'ébullition et on a mis le point sur l'ébullition forcé à l'intérieur d'un tube chauffant, Indispensable à la compréhension des paramètres des crises d'ébullition dans un canal rectangulaire chauffant.

Le chapitre suivant portera sur l'ébullition forcée dans un canal rectangulaire.



***Chapitre III :
Ebullition en
convection forcée dans
un canal
rectangulaire***

III.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à l'étude d'un canal de forme rectangulaire chauffé uniformément sur ses deux faces, de largeur w . La figure montre les dimensions de la section rectangulaire.

Les configurations rencontrées pour cette section de forme rectangulaire sont représentées sur la figure III.1

$$A_f = 2(w \times \delta_s) + ((s - 2\delta_s)\delta_w) \times 2 = 2(w \times \delta_s + \delta_w (s - 2\delta_s)) \quad (\text{III.1})$$

Avec l'hypothèse suivante :

$$(s - 2\delta_s)/(w - 2\delta_w) = s/w \quad (\text{III.2})$$

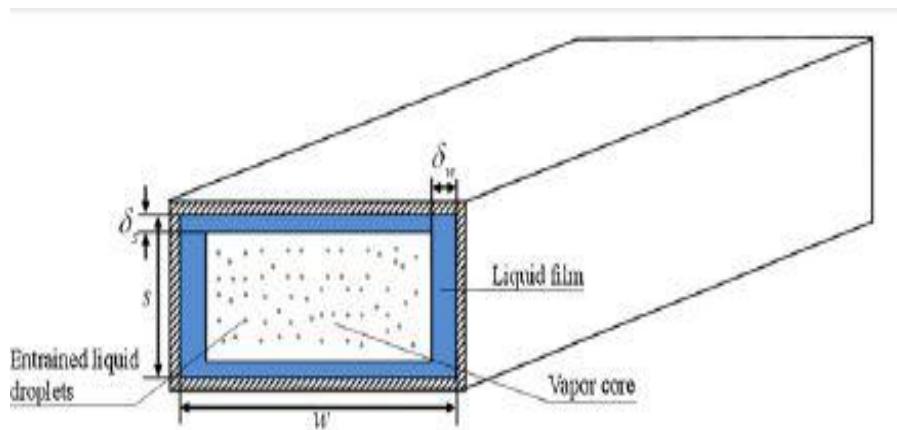


Figure III. 1 : La distribution de l'épaisseur du film liquide le long de la circonférence du canal. [1]

III.2 Modèle mathématique

Dans ce qui suit nous détaillons des équations rapportées brièvement par Du et al [1] pour leur modèle mécaniste.

Pour notre travail on doit d'abord étudier mathématiquement le CHF dans ce canal avec des équations mathématiques.

La figure III.2 illustre la transition des modèles d'écoulement dans un canal rectangulaire chauffé bilatéralement ou w est la largeur du canal rectangulaire.

Chapitre III : Ebullition en convection forcée dans un canal rectangulaire

La longueur de la configuration d'écoulement annulaire est donnée par l'expression de la relation déduite du bilan thermique [1]

$$L_{ann} = L - \frac{(x_{ann} - x_{in})GAh_{fg}}{P_{rq}q} \quad (\text{III.3})$$

Où :

x_{in} : titre thermodynamique à l'entrée du canal

A : section du canal rectangulaire

q : densité du flux de chaleur

P_{rq} : est la périphérie de chauffage et est donné par :

P_{rq} Périmètre chauffé égal à $2w$

G : débit spécifique

x_{ann} : Le titre de début de l'écoulement annulaire est évalué à l'aide de la corrélation de Wallis [7] donnée par :

$$x_{ann} = \frac{0.6 + (0.4\sqrt{gDe(\rho_f - \rho_g)\rho_f / G})}{0.6 + \sqrt{\rho_f / \rho_g}} \quad (\text{III.4})$$

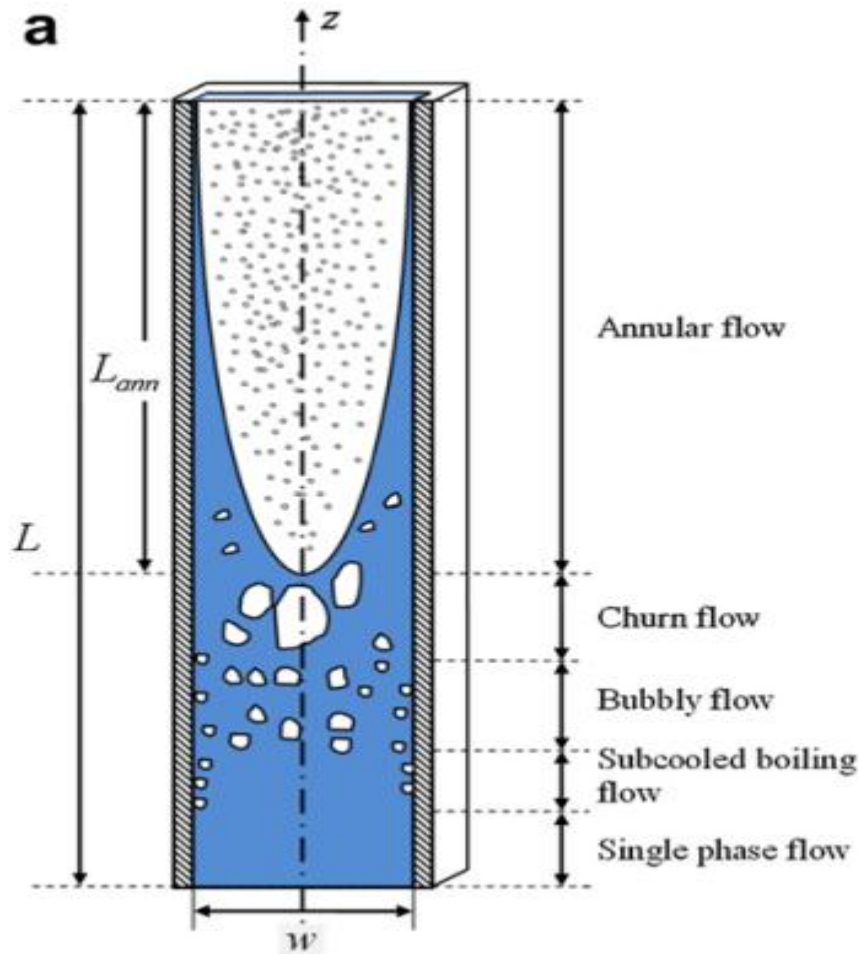


Figure III.2: Schéma de l'écoulement dans un canal rectangulaire chauffé uniformément. [1]

III.2.1 Equation de conservation de la masse du film liquide :

Dans l'écoulement annulaire, les processus de transfert de quantité de mouvement et d'énergie sont fortement affectés par l'entraînement des gouttelettes. Ainsi le calcul précis des taux d'entraînement et de dépôt des gouttelettes sont d'une importance significative pour prédire avec précision le flux thermique critique.

Il existe un transfert de masse à l'interface du film liquide- noyau de vapeur par les effets compliqués de l'évaporation du film, l'entraînement et le dépôt de gouttelettes. L'équation de conservation de la masse du film liquide est présentée comme suit :

D'après le bilan on obtient [1]:

$$W_f - W_f + \frac{dW}{dz} \Delta z = D_{ep} \Delta z P_{rw} - (E_{nh} \Delta z P_{rw} + E_{nq} \Delta z P_{rq}) - P_{rq} \frac{q}{h_{fg}} \Delta z \quad (\text{III.5})$$

Après la simplification, on obtient :

$$\frac{dW_f}{dz} = P_{rw} D_{ep} - (P_{rw} E_{nh} + P_{rw} E_{nq}) - P_{rq} \frac{q}{h_{fg}} \quad (\text{III.6})$$

Où :

W_f : Débit massique du film liquide.

P_{rw} : Périmètre de la section du canal et calculé par $P_{rw} = 2(w + s)$.

D_{ep} : Le taux de déposition des gouttelettes liquide par unité de surface.

E_{nh} : est le taux d'entraînement de gouttelettes liquide par unité de surface causé par la rupture de la couche de liquide. De gouttelettes de liquide par unité de surface causée par la rupture des ondes de perturbation sur l'interface film liquide-noyau de vapeur (voir la figure III.3)

E_{nq} : taux d'entraînement de gouttelettes liquides par unité de surface induite par l'éclatement des bulles d'ébullition dans le film liquide.

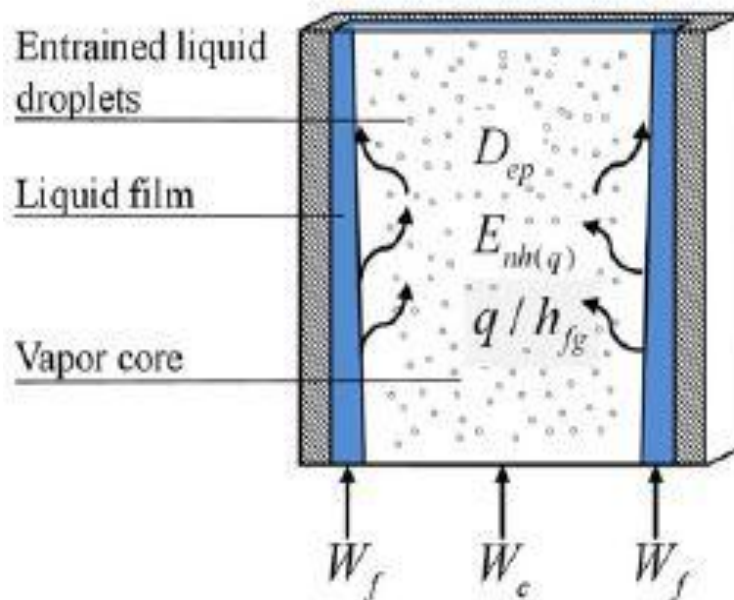


Figure III. 3 : L'échange de masse entre le film liquide et le noyau de vapeur dans la région d'écoulement annulaire. [1]

III.2.2 Déposition et entraînement

Dans l'écoulement annulaire, les processus de transfert de masse et de quantité de mouvement et d'énergie sont fortement affectés par l'entraînement. Ainsi le calcul précis des taux d'entraînement et de déposition des gouttelettes sont d'une importance significative pour prédire avec précision le flux thermique critique.

De nombreuses tentatives de calcul de ces taux ont été faites mais la plupart de ces corrélations n'ont pas été validées avec les données expérimentales dans un large éventail de conditions d'écoulement.

Okawa et al [8], ont développé de nouvelles corrélations pour le taux de déposition et le taux d'entraînement des gouttelettes, et ces corrélations fournissent des accords satisfaisants avec de larges gammes de conditions thermo-hydrauliques ainsi, les corrélations d'Okawa ont été choisies dans le présent modèle :

$$D_{ep} = k_d C \quad \text{(III.7)}$$

Où :

C : est la concentration moyenne homogène des gouttelettes dans le film liquide (kg/m^3)

k_d est le coefficient de déposition ou de transfert de masse (m/s)

Et il est clair que la concentration des gouttelettes a un effet important sur k_d , tout comme la tension superficielle, le gaz et la température.

Le coefficient de transfert de masse de déposition utilisé par Du et al [1] est donné comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{l} k_d = 0.17 \mu_f (0.4 + 0.6 e^{-0.05 \frac{z_d}{D_e}}) \frac{C}{\rho_g} \leq 0.15 \\ k_d = \min \left[0.19 \left(\frac{C}{\rho_g} \right)^{-0.2}, 0.105 \left(\frac{C}{\rho_g} \right)^{-0.8} \right] \frac{C}{\rho_g} \geq 0.2 \\ \left(0.28 + 0.72 e^{-0.06 \frac{z_d}{D_e}} \right) / \sqrt{\frac{\rho_g D_e}{\sigma}} \end{array} \right. \quad \text{(III.8)}$$

Où

Les paramètres $0,15 < C / \rho_g < 0,2$ sont utilisées pour la transition douce entre les deux corrélations

Z_d : est la longueur de déposition

L'indice g : désigne la phase gazeuse

D_e : est le diamètre du canal et est défini par [1]:

$$D_e = \frac{2w}{w+s} \quad \text{(III.9)}$$

On considère que la formation de l'entraînement des gouttelettes est causée par deux mécanismes différents : l'entraînement par les ondes (E_{nh}) causé par la rupture des ondes de perturbation sur l'interface film liquide-vapeur liquide et le noyau de vapeur en raison de la force de cisaillement inter faciale ; et l'entraînement par ébullition (E_{nq}) induit par l'éclatement des bulles d'ébullition dans le film liquide.

En supposant que le taux d'entraînement des gouttelettes pourrait être caractérisé par le rapport de la force de cisaillement inter faciale sur la force de tension superficielle agissant sur l'interface des phases.

Le taux d'entraînement des ondes :

E_{nh} est évalué avec les équations suivantes [8] :

$$E_{nh} = \rho_f \bullet \min(0.0038\pi_{el}, 0.0012\pi_{el}^{0.5}, 0.0012) \quad \text{(III.10)}$$

Où :

$$\pi_{el} = \frac{f_i \rho_g (J_g^2 - J_{gc}^2)}{\sigma / \delta}$$

$$J_{gc} = J_{gc}^* \frac{\sigma}{\mu_f} \sqrt{\frac{\rho_f}{\rho}}$$

$$\text{Re}_f < 160, J_{gc}^* = 1.5 \text{Re}_f^{-0.5}$$

$$160 < \text{Re}_f < 1635, J_{gc}^* = \min(11.78 N_\mu^{0.8}, 1.35) \text{Re}_f^{-1/3}$$

$$\text{Re}_f > 1635, J_{gc}^* = \min(N_\mu^{0.8}, 0.1146)$$

$$N_\mu = \frac{\mu_f}{\sqrt{\rho_f \sigma}} \left(\frac{g \Delta \rho}{\sigma} \right)^{1/4}$$

Il existe deux corrélations différentes pour calculer le taux d'entraînement d'ébullition. La corrélation de Milashenko et al a été adoptée dans le modèle de Du et al en raison de son domaine d'applicabilité plus large [9] :

$$E_{nq} = \frac{1.75W_f}{(\pi D_e)^2} \left[q \times 10^3 \left(\frac{\rho_g}{\rho_f} \right) \right]^{1.3} \quad \text{(III.11)}$$

III.2.3 L'équation de conservation de la quantité de mouvement du film liquide

Un volume de contrôle ayant la forme d'un anneau rectangulaire est construit dans le film liquide avec une longueur Δz (Fig. III.3 et III.4).

Selon la loi de conservation de la quantité de mouvement sur ce volume dans lequel l'accélération du film liquide est ignorée, l'équation de conservation de la quantité de mouvement se déduit comme suit [1]:

$\Sigma F_{ext} =$ Quantité de mouvement sortante – quantité de mouvement entrante.

$$-\frac{dp}{dz} \Delta z \Delta A_f + \tau_i P_{ri} \Delta z - \tau_y P_{ry} \Delta z - \rho_f g A_f \Delta z = \left(q \frac{P_{rq}}{h_{fg}} + E_{nh} P_{rw} + E_{nq} P_{rq} \right) u_i \Delta z - D_{ep} P_{rw} u_c \Delta z \quad \text{(III.12)}$$

D'où [1] :

$$\tau_y P_{ry} \Delta z = -\frac{dp}{dz} \Delta z (\delta - y) P_{ry} - \rho_f g (\delta - y) P_y \Delta z + \tau_i P_{ri} \Delta z - \left(\frac{q}{h_{fg}} + E_{nq} \right) P_{rq} u_i \Delta z - (E_{nh} - D_{ep} u_c) P_{rw} \Delta z \quad \text{(III.13)}$$

Avec :
$$A_f = P_{ry} (\delta - y)$$

Où :

d : l'épaisseur du film liquide

y : la distance entre un certain point du film liquide et la paroi

P_{ry} : la périphérie avec une distance y perpendiculaire à la paroi

sy : la force de cisaillement en un certain point du film liquide

Chapitre III : Ebullition en convection forcée dans un canal rectangulaire

τ_i : la force de cisaillement à l'interface film liquide-cœur vapeur

dp/dz : le gradient de pression axial,

u_c : La vitesse moyenne du cœur vapeur est calculée comme suit :

$$u_c = W[x + (1-x)\varphi] / \rho_c A_c \quad (\text{III.14})$$

φ : est la fraction de masse de liquide entraînée dans le noyau de vapeur, elle est calculée par le rapport du débit massique des liquide (W_E) au débit massique total du liquide :

$$\varphi = \frac{W_E}{W_F} + W \quad (\text{III.15})$$

ρ_c Est la densité homogène du noyau de vapeur et est évalué par :

$$\rho_c = (\rho_g \rho_f [x + (1-x)]) / (\rho_f x + \rho_g (1-x)\varphi) \quad (\text{III.16})$$

A_c : est la surface de section transversale du noyau de vapeur et calculée avec la fraction de vide.

U_i : est la vitesse interface et est calculée par des calculs itératifs avec l'équation (III.20).

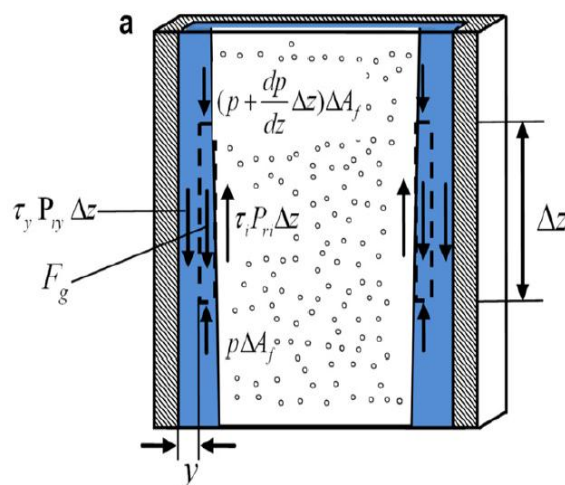


Figure III.4 : Forces agissantes sur le volume de contrôle de film liquide. [1]

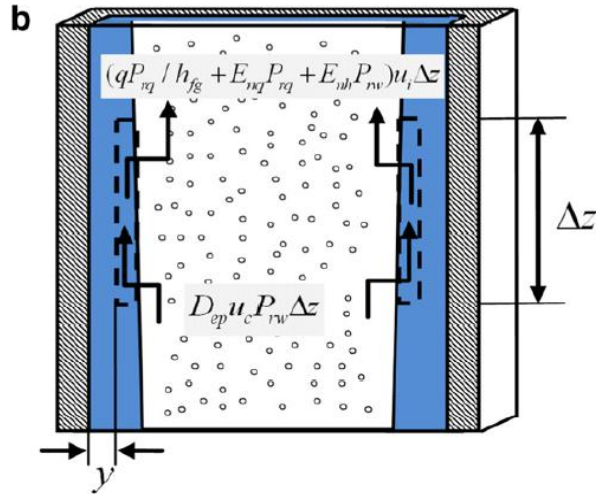


Figure III.5 : Interaction des forces de quantité de mouvement sur le volume de contrôle de film liquide. [1]

La force de cisaillement dans le film liquide peut être obtenue à partir de l'équation (III.13). [1]
En divisant par $P_{ry} \Delta z$

$$\tau_y = -\frac{dp}{dz}(\delta - y) - \rho_f g(\delta - y) + \tau_i \frac{P_{ri}}{P_{ry}} - (E_{nh} u_i - D_{ep} u_c) \frac{P_{rw}}{P_{ry}} \quad \text{(III.17)}$$

$$\tau_y = -\left(\frac{dp}{dz} + \rho_f g\right)(\delta - y) + \tau_i \frac{P_i}{P_{ry}} - (E_{nh} u_i - D_{ep} u_c) \frac{P_{rw}}{P_{ry}} - \left(\frac{q}{h_{fg}} + E_{nq}\right) u_i \frac{P_{rq}}{P_{ry}} \quad \text{(III.18)}$$

Selon la loi de Newton :

$$\tau = u_E \left(du_f / dy \right) \quad \text{(III.19)}$$

La vitesse dans le film liquide peut être obtenue avec la force de cisaillement dans le film liquide et la condition de non glissement.

Avec :

$$u_f = \int_0^{\delta} \frac{du_f}{dy} dy \quad \text{(III.20)}$$

u_f : est la vitesse locale du liquide dans le film liquide.

μ_E : est la viscosité effective du fluide.

$u_E = u_f$ Pour un écoulement laminaire.

$u_E = u_f + \varphi_f$ Pour un écoulement turbulent et ε est la viscosité turbulente calculée par les corrélations [10,11].

Ainsi le débit massique de film liquide peut être calculé à l'aide de l'intégration de l'expression de la vitesse à travers la section du film d'épaisseur δ .

$$W_f = \int_0^{\delta} P_{ry} u_f \rho_f dy \quad \text{(III.21)}$$

III.2.4 L'équation de conservation de la quantité de mouvement du noyau de vapeur

Le bilan de quantité de mouvement des forces agissant sur le volume de contrôle [1]

$\Sigma F_{ext} =$ Quantité de mouvement sortante – quantité de mouvement entrante.

$$\begin{aligned} \rho_c A c - \rho_c A c - \frac{dp}{dz} \Delta z A c - \rho_c g A c \Delta z - \tau_i P_{ri} \Delta z &= - \left(\frac{q P_{rq}}{h_{fg}} + E_{eq} P_{rq} + E_{nh} P_{rw} \right) u_i \Delta z + D_{ep} u_c P_{rw} \Delta z \\ - \frac{dp}{dz} \Delta z A c &= \rho_c g A c \Delta z + \tau_i P_{ri} \Delta z - \frac{q P_{rq}}{h_{fg}} u_i \Delta z - E_{eq} P_{rq} u_i \Delta z - E_{nh} P_{rw} u_i \Delta z + D_{ep} u_c P_{rw} \Delta z \end{aligned} \quad \text{(III.22)}$$

Après la simplification on obtient : [1]

$$- \frac{dp}{dz} = \rho_c g + \frac{1}{Ac} \frac{d}{dz} (\rho_c A c \cdot u_c^2) + \tau_i \frac{P_{ri}}{Ac} - \left(\frac{E_{nh} u_i - D_{ep} \cdot u_c}{Ac} \right) P_{rw} - \left(\frac{q}{h_{fg}} + E_{nq} \right) \frac{P_{rq} u_i}{Ac} \quad \text{(III.23)}$$

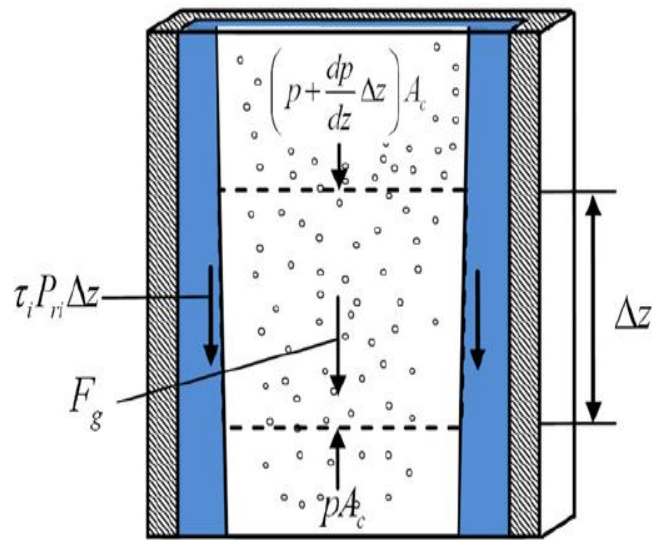


Figure III.6 : Forces agissant sur le volume de contrôle du noyau de vapeur [1]

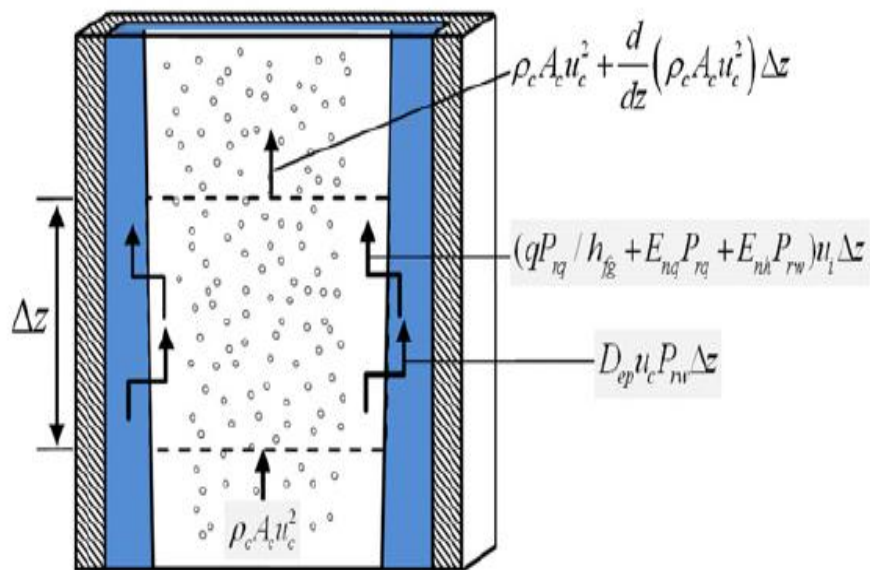


Figure III.7 : Interaction de quantité de mouvement du volume de contrôle du noyau de vapeur. [1]

III.2.5 L'équation de conservation d'énergie du film liquide

Étant donné que le film liquide est très mince, la diffusion turbulente à travers le film liquide est beaucoup plus grande que la convection en aval, et la convection peut être ignorée. Si l'écoulement est unidimensionnel, la conduction axiale et la dissipation visqueuse peuvent

également être ignorées. L'équation d'énergie simplifiée est similaire à l'espace annulaire montré par Su et al [10].

III.2.6 L'équation de la contrainte de cisaillement à l'interface

Wallis a proposé une corrélation pour calculer la contrainte de cisaillement à l'interface. Cette corrélation a été modifiée par Fore et al [12] comme suit :

$$\begin{aligned}\tau_i &= 0.5 f_i \rho_c u_c^2 \\ f_i &= 0.005 [1 + 300(\delta / De - 0.0015)]\end{aligned}\tag{III.24}$$

f_i : coefficient de frottement inter facial

ρ_c densité du noyau de vapeur

III.3 Description du programme élaboré

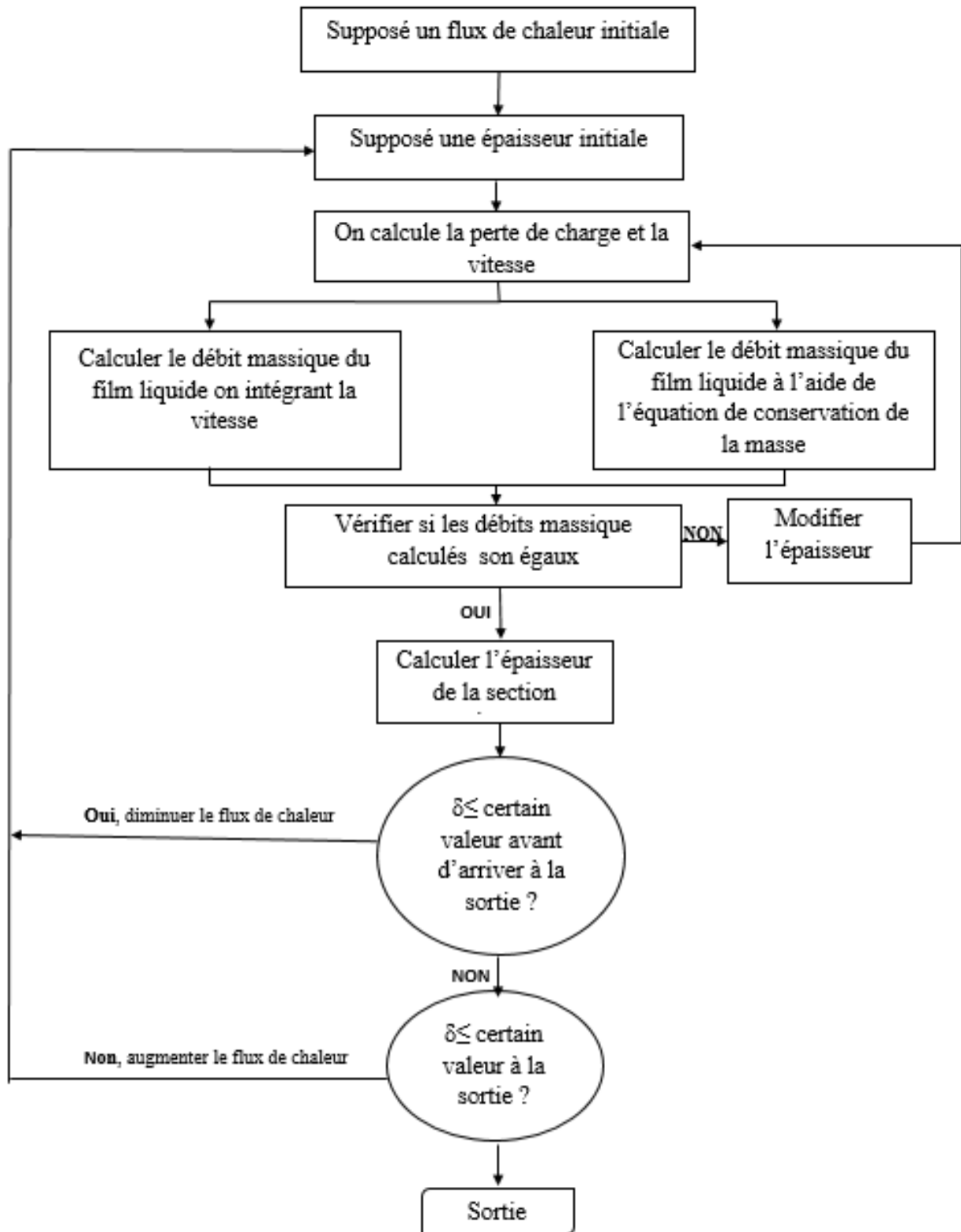


Figure III.8 : organigramme de calcul.

Chapitre III : Ebullition en convection forcée dans un canal rectangulaire

Dans cette présente partie, nous décrivons brièvement le programme élaboré et nous présentons quelques résultats obtenus. Le programme est rédigé en langage Fortran95 et le code de ce programme est donné ci-après. Il est composé d'un programme principal faisant appel à 16 sous programmes et à une fonction qui sont :

STEWAT : calcul les paramètres thermo-physiques de l'eau et de sa vapeur

WALIS_INITANNULAR : subroutine (sous-programme) qui détermine le début de l'écoulement annulaire.

THICKNESS : Sous-programme permettant d'évaluer l'épaisseur delta.

COREDENSITY : Sous-programme permettant d'évaluer la densité de vapeur.

ROUHA : Sous-programme qui permet d'évaluer le taux de vide à l'aide de la corrélation de Rouhani.

PREMOLIVOID : permet d'évaluer le taux de vide à l'aide de la corrélation de Premoli.

FRICTION_FI : calcul le coefficient de frottement à l'interface à l'aide de l'équation (III.24).

WAVENTRAIMENT : permet de calculer le débit d'écoulement **Enq**.

BOILINGENTRAIMENT : calcule le taux d'entraînement à l'aide de la corrélation **Enh**.

FRACTION_PHI : permet de calculer la fraction φ à l'aide de l'équation (III.15).

COREVELOCITY : permet de calculer la vitesse au coeur de l'écoulement u_c .

DROPLETCONCENTRATION : permet de calculer $(X_{TSAT}(I), PHI(I), C(I))$

DEPOSITIONCOEFFICIENT : calcule le coefficient de déposition **C** à l'aide de l'équation (III.8)

INTERFACESHEAR : calcule la contrainte **K** tangentielle à l'interface.

KLAUSNER : calcule le profil de la vitesse dans le film liquide à l'aide du modèle de Klausner.

VONKARMAN : calcule le profil de la vitesse dans le film liquide à l'aide du modèle de Von Karman.

TRSUM : fonction permettant de calculer l'intégrale numérique à l'aide de la méthode des trapèzes.

Chapitre III : Ebullition en convection forcée dans un canal rectangulaire

```
PROGRAM RECTANGDRYOUT
*****
C USE TABLE_H2O; USE PROPRIETIS; USE HEAT; USE VOID
USE RECTANGULARDRYOUT ; USE DRYOUTMECHANISM
IMPLICIT REAL*8 (A-H, O-Z)
REAL(8) L,LANN,MUEDDYI
REAL(8) JF
DIMENSION PROP(26)
REAL(8), DIMENSION (:), ALLOCATABLE :: XTSAT, HFOSAT, ZSAT, DTNUC,
& TWSAT, HSAT, XRSAT, Y, WLF1, WLF2,
& ALFA, TFSAT, BETA, UFMEAN, QCR, DD,VECT1,VECT2,
& DELTA, UMEAN, PHI, ROC, UC, TAUI, C, KD, DEP, WF, UF, FI,
& WFTOTAL, E_NH, E_NQ, AC, AF, DPDZ, UI ,MUEDDY,TAUY,PRY
REAL(8) DEBITDEPOS, DEBITENTRH, DEBITENTRQ, DEBITLATEN, DEBITENTRA
LOGICAL ISAT
COMMON /HEINLET/HFI
COMMON /VOLSPEC/VSPF,VSPG,VSPFG
COMMON /ENTHASA/HFSAT,HGSAT,HFG,CPFSAT
COMMON /TRANSP/CK,SIGMA,VMI
COMMON /VISSATG/VMIG
COMMON /CONSATG/CONDG
COMMON /DATGEOM/DTSUBI, G, DHY, L, FLUX
COMMON /COEFROT/FFO
COMMON /VISCO/P,T
COMMON /PRESYS/PBAR
COMMON /VF_INLET/VFI
COMMON /HLOSAT/CTC
COMMON /DIMSECT/DELTAZ,PRQ,PRW
! OPEN(UNIT=5, FILE='RECVAP.DAT',FORM='formatted', ACTION="READ")
OPEN(UNIT=6,FILE='RECVAP.OUT',FORM='formatted', ACTION="WRITE")
! OPEN(UNIT=9, FILE='CRITICAL.OUT',FORM='formatted', ACTION="WRITE")
DATA DP25,ONE,CG/0.25 D0,1.D0,9.81D0/
! READ(5,*)PBAR
PBAR = 120
! READ(5,*)L
L = 600D-3
! READ(5,*)W
W = 20.D-3
! READ(5,*)S
S = 1.5D-3
! READ(5,*)DTSUBI
DTSUBI = 0.0D0
! CALCUL DES PROPRIETES A L'ETAT DE SATURATATION CORRESPOND A LA PRESSION
P
P=PBAR*1E+5
XX=0.000
CALL STEWAT(2,P,XX,PROP,IP)
HFSAT=PROP(15)
HGSAT=PROP(16)
VSPF=PROP(11)
VSPG=PROP(12)
T = PROP(1)
CPFSAT=PROP(21)
CPGSAT=PROP(22)
HFG=HGSAT - HFSAT
TSAT=PROP(1)
```

Chapitre III : Ebullition en convection forcée dans un canal rectangulaire

```
      ROG=1/PROP(12)
      ROF=1/PROP(11)
      VSPFG=PROP(12)-PROP(11)
      TI = TSAT - DTSUBI
C Dans le cas où la température d'entrée est égale à TSAT
      IF(ABS(T-TI).LT.0.05) THEN
      HFI=HFSAT
      VFI=VSPF
      ELSE
      CALL STEWAT(3,P,TI,PROP,IP)
      HFI=PROP(5)
      VFI=PROP(3)
C      CPFINL=PROP(8)
      ENDIF
      RIF=12
      CALL WPHYS(P,P,TI,ROG,HFI,RIF,VMFI,CKI,SIGMA)
C      VMIF=VMFI
!      READ(5,*)G
      G = 600.D0
      FLUX = 367.D3
      NSAT = 50
      NLAYER = 15

      CLOSE(UNIT=5)
      ALLOCATE(XTSAT(NSAT+1), HFOSAT(NSAT+1), ZSAT(NSAT+1), DTNUC(NSAT+1),
&            TWSAT(NSAT+1), HSAT(NSAT+1), XRSAT(NSAT+1),
&            AF(NSAT+1), WLF1(NSAT+1), WLF2(NSAT+1),
&            ALFA(NSAT+1), TFSAT(NSAT+1), UFMEAN(NSAT+1),
&            QCR(NSAT+1), DELTA(NSAT+1), DD(NSAT+1),
&            UMEAN(NSAT+1), PHI(NSAT+1), ROC(NSAT+1), UC(NSAT+1),
&            TAU1(NSAT+1), C(NSAT+1), KD(NSAT+1), DEP(NSAT+1), WF(NSAT+1),
&            WFTOTAL(NSAT+1), FI(NSAT+1), AC(NSAT+1),
&            E_NH(NSAT+1), E_NQ(NSAT+1), DPDZ(NSAT+1), UI(NSAT+1))
      ALLOCATE(Y(NLAYER+1), MUEDDY(NLAYER+1), TAUY(NLAYER+1), UF(NLAYER+1),
&            PRY(NLAYER+1), VECT1(NLAYER+1), VECT2(NLAYER+1))
      IPAS = 0
      P0 = 0 D0
      PWAT = 2.D0*FLUX*W*L
      A = W * S
      PRQ = 2.D0 * W ; PRW = 2.D0 *(W+S)
      IF(DTSUBI.LT.0.05) DTSUBI = 0.0 D0
C      NG=1
      CALL VISCOSAT
      WRITE(6,800)FLUX,G,TI-273.15
      WRITE(6,900)L,W,S
      WRITE(7,800)FLUX,G,TI-273.15
      WRITE(7,900)L,W,S
      WRITE(8,800)FLUX,G,TI-273.15
      WRITE(8,900)L,W,S
      IF(P0.EQ.PBAR) IPAS = 1
      IF(IPAS.EQ.0)THEN
      CPFK = CPFSAT*1D-3
      CPGK = CPGSAT*1D-3
      HFK = HFSAT*1D-3
      HGK = HGSAT*1D-3
      WRITE(6,700)PBAR,TSAT-273.15,SIGMA,VSPF,VSPG,CPFK,CPGK,HFK,HGK
      WRITE(6,710)CK,CONDG,VMI,VMIG
      WRITE(7,700)PBAR,TSAT-273.15,SIGMA,VSPF,VSPG,CPFK,CPGK,HFK,HGK
      WRITE(7,710)CK,CONDG,VMI,VMIG
      WRITE(8,700)PBAR,TSAT-273.15,SIGMA,VSPF,VSPG,CPFK,CPGK,HFK,HGK
      WRITE(8,710)CK,CONDG,VMI,VMIG
```

Chapitre III : Ebullition en convection forcée dans un canal rectangulaire

```

P0 = PBAR
ENDIF

C      ***                               Mass Flow                               ***

      WMAS = G * W * S
      WRITE(6,910)WMAS,PBAR
      WRITE(6,930)
C      -----
C      ***                               The enthalpie rise across the tube       ***
C      -----
      DELTAH = 2.D0*FLUX*L/G/S
C      ***                               Outlet mass quality (XS)                 ***
      XS=(DELTAH+HFI-HFSAT)/HFG
      XINLET = (HFI - HFSAT)/HFG
      WRITE(6,940)XINLET,XS,DELTAH
      WRITE(7,940)XINLET,XS,DELTAH
      WRITE(8,940)XINLET,XS,DELTAH

C      ***   The length (Zsc) of tube required to preheat the water           ***
C      ***   to the saturation temperature                                     ***
      ZSC = L*(HFSAT-HFI)/DELTAH
C
C      ***   La longueur (Zeq) du tube nécessaire pour avoir de la            ***
C      ***   vapeur saturée (titre themodynamique = 1)                       ***
      ZEQ = L*(HGSAT-HFI)/DELTAH
C
      WRITE(6,1002)ZSC,ZEQ

      ! *** CALCUL DE L'INTERVALLE DU FLUX THERMIQUE CRITIQUE
      DHY = 2*W*S/(W+S)
      RAPLD = L/DHY
      CALL HTCSAT(CTC)
C      ***                               Flux critique minimal                   ***
      CHFMIN = DTSUBI/(2*L/(G*CPFSAT*S)+ONE/CTC)
C      ***                               Flux critique maximal                     ***
      CHFMAX = G*S*(HFSAT-HFI+HFG)*0.5D0/L
      WRITE(6,1001)CHFMIN,CHFMAX
      WRITE(7,1001)CHFMIN,CHFMAX
      CALL WALIS_INITANNULAR(XANUL)
      WRITE(6,1003)XANUL
1003  FORMAT(1X,'LE TITRE CORRESPONDANT AU DEBUT DE L''ECOULEMENT ANNULA
      &IRE XANUL = ',F5.3)
      HANNUL = HFSAT + XANUL*HFG
      ZANNUL = G*S*(HANNUL-HFI)*0.5D0/FLUX
      WRITE(6,1004)ZANNUL
1004  FORMAT(1X,'LA COTE DU DEBUT DE L''ECOULEMENT ANNULAIRE = ',F5.3)
      WRITE(6,1005)
1005  FORMAT(4X,' Z ',7X,'TITRE',5X,'DELTA',7X,'WFL',7X,'WFL1',7X,'WFL2')
      LANN = L-(XANUL-XINLET)*G*HFG*A/PRQ/FLUX
      DELTAZ = LANN/FLOAT(NSAT)
      ZINLET = 0.0D0
      WFINITIAL = (1.-XANUL)*WMAS
      WF(1) = WFINITIAL ! le débit massique du liquide avant entrainement et
déposition
      PHI(1) = 0.0D0
      DEP(1) = 0.0D0
      E_NH(1) = 0.0D0
      E_NQ(1) = 0.0D0
      ZSAT(1) = ZANNUL
      CALL ROUHA(XANUL,ALFA(1))

```

```

AC(1) = A * ALFA(1)
AFTOTAL = (ONE-ALFA(1))*W*S
UFMEAN(1) = WF(1)/AFTOTAL/ROF
! la vitesse moyenne du liquide avant entrainement et déposition
UL = G*(1.-XANUL)/ROF/(1.-ALFA(1))
! le débit massique du liquide
WL = ROF*UL*AFTOTAL
! la vitesse moyenne de la vapeur avant entrainement et déposition
UG = G*XANUL/ROG/ALFA(1)
! le débit massique de la vapeur
WG = ROG*UG*(A-AFTOTAL)
CALL THICKNESS(ALFA(1),S,DELTA(1))
CALL VERIFICATION(ALFA(1),S,DELTA(1),RESULTAT1)
DELTAW = W*DELTA(1)/S
AF(1) = 2*(W*DELTA(1)+(S-2*DELTA(1))*DELTAW)
CALL COREDENSITY(PHI(1),XANUL,ROC(1))
DO 10 I=2,NSAT+1
  ZSAT(I) = ZANNUL + FLOAT(I-1)*LANN/FLOAT(NSAT)
  HSAT(I) = HFI + ZSAT(I) * 2 * FLUX / G / S
  XTSAT(I) = (HSAT(I)-HFSAT)/HFG
  WF(I) = (1.-XTSAT(I))*WMAS
  CALL ROUHA(XTSAT(I),ALFA(I))
  CALL PREMOLIVOID(DHY,G,XTSAT(I),ALFA(I))
  AC(I) = A * ALFA(I)
  CALL THICKNESS(ALFA(I),S,DELTA(I))
  DELTAW = W*DELTA(I)/S
  AF(I) = 2*(W*DELTA(I)+(S-2*DELTA(I))*DELTAW)
  UFMEAN(I) = WF(I)/AF(I)/ROF ! valeur moyenne intervient où ?
  CALL FRICTION_FI(DELTA(I),DHY,FI(I))
  ! the wave entrainment rate correlation
  CALL WAVENTRAIMENT(XTSAT(I),DELTA(I),E_NH(I))
  CALL BOILINGENTRAIMENT(WF(I),E_NQ(I))
  CALL FRACTION_PHI(WMAS,XTSAT(I),E_NH(I),E_NQ(I),PHI(I))
  CALL COREDENSITY(PHI(I),XTSAT(I),ROC(I))
  CALL COREVELOCITY(WMAS,PHI(I),XTSAT(I),ROC(I),AC(I),UC(I))
  CALL DROPLETCONCENTRATION(XTSAT(I),PHI(I),C(I))
  CALL DEPOSITIONCOEFFICIENT(ZSAT(I),UFMEAN(I),C(I),KD(I))
  DEP(I) = KD(I) * C(I)
  DELTAWF=DELTAZ*(PRW*DEP(I)-(PRW*E_NH(I)+PRQ*E_NQ(I))-PRQ*FLUX/HFG)
  DEBITDEPOS = DELTAZ*PRW*DEP(I)
  DEBITENTRH = DELTAZ*PRW*E_NH(I)
  DEBITENTRQ = DELTAZ*PRQ*E_NQ(I)
  DEBITENTRA = DELTAZ*(PRW*E_NH(I)+PRQ*E_NQ(I))
  DEBITLATEN = DELTAZ*PRQ*FLUX/HFG
  WF(I) = WF(I-1)+DELTAWF
  CALL INTERFACESHEAR(FI(I),ROC(I),UC(I),TAUI(I))
  ! Evaluation du gradient de pression dans le coeur vapeur
  DELTAW = W*DELTA(I)/S
  PRI = 2.*(W-2*DELTAW+S-2*DELTA(I))
  ! Evaluation de la vitesse à l'interface Ui
  ! -----
  ! Evaluation of the eddy viscosity
  JF = G*(1.-XTSAT(I))*VSPF
  RE = G*(1.-XTSAT(I))*DHY/VMI
  CALL KLAUSNER(ALFA(I),XTSAT(I),DELTA(I),DELTA(I),MUEDDYI)
  CSTE = TAUI(I)/MUEDDYI
  UI(I) = TAUI(I)/MUEDDYI*DELTA(I)
  CALL VONKARMAN(ALFA(I),XTSAT(I),DELTA(I),UI(I))
  DPDZ(I) = PRI*TAUI(I)/AC(I)+ROC(I)*CG-(E_NH(I)*UI(I)-DEP(I)*UC(I))
  &*PRW/AC(I)-(FLUX/HFG+E_NQ(I))*PRQ*UI(I)/AC(I)

```

Chapitre III : Ebullition en convection forcée dans un canal rectangulaire

```
DPDZ(I) = DPDZ(I)+(ROC(I)*AC(I)*UC(I)**2-ROC(I-1)*AC(I-1)*UC(I-1)*
&*2)/DELTA(I)/AC(I)
DPDZ(I) = - DPDZ(I)
!
  U(1) = 0.D0

DO 20 J=1,NLAYER+1
Y(J) = FLOAT(J-1)*DELTA(I)/FLOAT(NLAYER)
CALL KLAUSNER(ALFA(I),XTSAT(I),DELTA(I),Y(J),MUEDDY(J))
PRY(J) = 2*((W-2*Y(J))+(S-2*Y(J)))
TAUY(J) = -(DPDZ(I)+ROF*CG)*(DELTA(I)-Y(J))+TAUI(I)*PRI/PRY(J)-(E_
&NH(I)*UI(I)-DEP(I)*UC(I))*PRW/PRY(J)-(FLUX/HFG+E_NQ(I))*PRQ*UI(I)/
&PRY(J)
UF(J) = TAUY(J)/MUEDDY(J)*Y(J) ! éq. (15)
VECT1(J) = PRY(J)*TAUY(J)*Y(J)/MUEDDY(J)/VSPF ! éq. (16)
CALL VONKARMAN(ALFA(I),XTSAT(I),Y(J),UF(J))
VECT2(J) = PRY(J)*UF(J)/VSPF
20 CONTINUE

! Mass flow rate of the liquid film
H = DELTA(I)/FLOAT(NLAYER)
WLF1(I) = TRSUM(1,NLAYER+1,VECT1,1.D0,H)
WLF2(I) = TRSUM(1,NLAYER+1,VECT2,1.D0,H)
WRITE(6,1010)ZSAT(I), XTSAT(I), DELTA(I), ABS(DELTAWF), WLF1(I),
&WLF2(I)
10 CONTINUE
1010 FORMAT(1X,F7.4,3X,F6.3,3X,E8.3,3X,E8.3,3X,E8.3,3X,E8.3)
1001 FORMAT(/1X,30HLES LIMITES DU FLUX CRITIQUE ://1X,9HCHFMIN = ,F10.0
&,7H (W/M2),/1X,9HCHFMAX = ,F10.0,7H (W/M2))
C
700 FORMAT(/1X,47HPROPRIETES PHYSIQUES DE L'EAU ET DE SA VAPEUR A/1X,4
&3HL'ETAT DE SATURATION POUR UNE PRESSION DE :,F5.1,4H bar//1X,8HTS
&AT = ,F5.1,7X,4H(°C),6X,10HTENSION = ,F7.5,3X,5H(N/M)/1X,8HVF
&= ,E11.5,8H (M3/KG),3X,10HVG = ,F9.6,8H (M3/KG)/1X,8HCPF =
&,F6.3,6X,9H(KJ/KG K),1X,10HCPG = ,F6.3,4X,9H(KJ/KG K)/1X,8HHF
&= ,F7.2,5X,7H(KJ/KG),3X,10HHG = ,F7.2,3X,7H(KJ/KG))
710 FORMAT(1X,8HCONDV = ,F5.3,7X,7H(W/M K),3X,10HCONDG = ,F6.4,4X,
&7H(W/M K)/1X,8HVISF = ,E10.4,2X,7H(N S/M),3X,10HVISG = ,E8.2,
&2X,7H(N S/M))
800 FORMAT(/1X,3(1H*),24(1H ),17HDONNEES D'ENTREES,24(1H ),3(1H*)//1X,
&9HFLUX = ,F8.0,7H (W/M2),2X,5HG = ,F7.0,10H (KG/M2 S),2X,8HTFI
&= ,F5.1,5H (°C))
900 FORMAT(1X,10HL_CANAL = ,F6.3,2X,3H(M),5X,4HW = ,F6.4,3X,3H(M),8X,4
&HS = ,F6.4,4X,3H(M))
910 FORMAT(1X,9HDEBIT = ,F6.3,3X,6H(KG/S),2X,5HP = ,F5.1,3X,5H(BAR))
930 FORMAT(/1X,3(1H*),25(1H ),15HSORTIES DU CODE,25(1H ),3(1H*))
940 FORMAT(/1X,10HX_INLET = ,F6.3,4X,3H(-),4X,27H(TITRE A L'ENTREE DU
&CANAL)/1X,10HX_EXIT = ,F6.3,4X,3H(-),4X,28H(TITRE A LA SORTIE DU
&CANAL)/1X,10HDELTAH = ,E9.3,7H (J/KG),19H (GAIN D'ENTHALPIE))
1002 FORMAT(/1X,38HLES DIFFERENTES LIMITES D'EBULLITION :/,7HZSC = ,F6
&.3,2H m,32H (DEBUT DE L'EBULLITION NUCLEEE)/1X,7HZEQ = ,F6.3,2H m
&,48H (LE MELANGE EST A L'ETAT DE SATURATION (X = 1)))
1007 FORMAT(/1X,46HLA COTE ET LE TITRE, POUR LESQUELS L'EQUILIBRE/1X,36
&HTHERMODYNAMIQUE EST ATTEINT, SONT : /1X,7HZETO = ,F6.3,5X,8HXETO
&= ,F5.3)
1009 FORMAT(/1X,42HLA COTE ET LE TITRE, POUR LESQUELS LE FLUX/1X,39HCRI
&TIQUE EST ATTEINT, SONT DONNES PAR :/1X,7HZDO = ,F6.3,5X,5HXDO = ,
&1X,F5.3)
CONTAINS

SUBROUTINE CRITICALTHICKNESS(FLUX,GF,DELTA)
IMPLICIT NONE
```

Chapitre III : Ebullition en convection forcée dans un canal rectangulaire

```
REAL*8, INTENT(IN) :: FLUX,GF
REAL*8, INTENT(OUT) :: DELTA
REAL*8 VF, VG, VFG, HFSAT, HGSAT, HFG, CPFSAT, CK, SIGMA, VISF, VISG
COMMON /VOLSPEC/VF, VG, VFG
COMMON /ENTHASA/HFSAT, HGSAT, HFG, CPFSAT
COMMON /TRANSP0/CK, SIGMA, VISF
COMMON /VISSATG/VISG
DELTA = (FLUX/HFG/GF)**0.35*(VG-VF)*VISF**2/SIGMA*10**(8.8*(VISG/V
&ISF)**0.617)
END SUBROUTINE CRITICALTHICKNESS

SUBROUTINE VERIFICATION(ALFA,S,DELTA,RESULTAT)
IMPLICIT NONE
REAL*8, INTENT(IN) :: ALFA,S,DELTA
REAL*8, INTENT(OUT) :: RESULTAT
REAL*8 A,B,C
A = 4.D0/S**2
B = -4.D0/S
C = 1.D0-ALFA
RESULTAT = A * DELTA**2+B*DELTA+C
END SUBROUTINE VERIFICATION

SUBROUTINE THICKNESS(ALFA,S,DELTA)
IMPLICIT NONE
REAL*8, INTENT(IN) :: ALFA,S
REAL*8, INTENT(OUT) :: DELTA
REAL*8 A,B,C,DISCRIM,DELTA1,DELTA2
A = 4.D0/S**2
B = -4.D0/S
C = 1.D0-ALFA
DISCRIM = B**2-4.D0*A*C
DELTA1 = (-B+DSQRT(DISCRIM))/2/A
DELTA2 = (-B-DSQRT(DISCRIM))/2/A
DELTA = MIN(DELTA1,DELTA2)
END SUBROUTINE THICKNESS

REAL*8 FUNCTION TRSUM(M,N,A,C,H)
IMPLICIT NONE
INTEGER, INTENT(IN) :: M,N
REAL*8, DIMENSION(N-M+1), INTENT(IN) :: A
REAL*8, INTENT(IN) :: C,H
INTEGER I,K,MII
TRSUM = (A(M)**C+A(N)**C)*0.5
K = N-M-1
IF(K)20,20,30
30 DO 10 I=1,K
    MII = M+I
    TRSUM = A(MII)**C+TRSUM
10 CONTINUE
20 TRSUM = TRSUM*H
END FUNCTION TRSUM

SUBROUTINE INDEXANN(A, N, X, IND)
IMPLICIT REAL*8 (A-H,O-Z)
INTEGER, INTENT(IN) :: N
REAL(8), DIMENSION (N), INTENT(IN) :: A
REAL(8), INTENT(IN) :: X
INTEGER, INTENT(OUT) :: IND
INTEGER I
I = 0
```

```
1 I = I + 1
  IF( X - A(I)) 2, 2, 1
2 CONTINUE
  IND = I
  END SUBROUTINE INDEXANN
END PROGRAM RECTANGDRYOUT
```

Après avoir déterminée le début de l'écoulement annulaire, la longueur restante du canal est subdivisée en un ensemble de sections égales où les différentes grandeurs et quantités intervenant dans le modèle ont été calculées. Ces grandeurs sont : l'enthalpie, le titre, la longueur, le débit, le flux,...

III.4 Résultats obtenus

Les résultats préliminaires obtenus pour le cas d'un canal rectangulaire vertical de dimensions : $w = 20$ mm, $s = 1.5$ mm et une longueur de 60 cm chauffé uniformément sur ses deux faces par un flux de 367 kW/m^2 sont présentés ci-après :

```
***                               DONNEES D'ENTREES                               ***

FLUX  = 367000. (W/M2)  G  =   600. (KG/M2 S)  TFI  = 324.6 (°C)
L_CANAL = 0.600 (M)    W  = 0.0200 (M)        S  = 0.0015 (M)

PROPRIETES PHYSIQUES DE L'EAU ET DE SA VAPEUR A
L'ETAT DE SATURATION POUR UNE PRESSION DE :120.0 bar

TSAT  = 324.6 (°C)      TENSION = 0.00889 (N/M)
VF    = 0.15262E-02 (M3/KG)  VG    = 0.014268 (M3/KG)
CPF   = 6.836 (KJ/KG K)  CPG   = 8.498 (KJ/KG K)
HF    = 1491.68 (KJ/KG)  HG    = 2685.92 (KJ/KG)
CONDF = 0.494 (W/M K)  CONDG = 0.0926 (W/M K)
VISF  = 0.8596E-04 (N S/M)  VISG  = 0.22E-04 (N S/M)
DEBIT = 0.018 (KG/S)  P    = 120.0 (BAR)

***                               SORTIES DU CODE                               ***

X_INLET = 0.000 (-) (TITRE A L'ENTREE DU CANAL)
X_EXIT  = 0.410 (-) (TITRE A LA SORTIE DU CANAL)
DELTAH  = 0.489E+06 (J/KG) (GAIN D'ENTHALPIE)

LES DIFFERENTES LIMITES D'EBULLITION :
ZSC = 0.000 m (DEBUT DE L'EBULLITION NUCLEEE)
ZEQ  = 1.464 m (LE MELANGE EST A L'ETAT DE SATURATION (X = 1))

LES LIMITES DU FLUX CRITIQUE :

CHFMIN = 0. (W/M2)
CHFMAX = 895677. (W/M2)
```

Chapitre III : Ebullition en convection forcée dans un canal rectangulaire

LE TITRE CORRESPONDANT AU DEBUT DE L'ECOULEMENT ANNULAIRE XANUL = 0.165

LA COTE DU DEBUT DE L'ECOULEMENT ANNULAIRE = 0.241

Z	TITRE	DELTA	WFL	WFL1	WFL2
0.2485	0.170	.152E-03	.158E-02	.278E+00	.166E-02
0.2556	0.175	.148E-03	.158E-02	NaN	.163E-02
0.2628	0.179	.145E-03	.157E-02	.349E-01	.161E-02
0.2700	0.184	.141E-03	.157E-02	.339E-01	.159E-02
0.2772	0.189	.138E-03	.157E-02	.329E-01	.156E-02
0.2843	0.194	.135E-03	.157E-02	.320E-01	.154E-02
0.2915	0.199	.132E-03	.156E-02	.311E-01	.152E-02
0.2987	0.204	.129E-03	.156E-02	.303E-01	.150E-02
0.3058	0.209	.126E-03	.155E-02	.295E-01	.148E-02
0.3130	0.214	.124E-03	.155E-02	.287E-01	.145E-02
0.3202	0.219	.121E-03	.154E-02	.280E-01	.143E-02
0.3274	0.224	.119E-03	.153E-02	.272E-01	.141E-02
0.3345	0.228	.116E-03	.152E-02	.265E-01	.139E-02
0.3417	0.233	.114E-03	.152E-02	.258E-01	.137E-02
0.3489	0.238	.111E-03	.151E-02	.252E-01	.135E-02
0.3561	0.243	.109E-03	.150E-02	.245E-01	.133E-02
0.3632	0.248	.107E-03	.150E-02	.239E-01	.131E-02
0.3704	0.253	.105E-03	.149E-02	.233E-01	.130E-02
0.3776	0.258	.103E-03	.148E-02	.227E-01	.128E-02
0.3848	0.263	.101E-03	.147E-02	.221E-01	.126E-02
0.3919	0.268	.989E-04	.146E-02	.216E-01	.124E-02
0.3991	0.273	.970E-04	.146E-02	.210E-01	.122E-02
0.4063	0.277	.951E-04	.145E-02	.205E-01	.120E-02
0.4135	0.282	.933E-04	.144E-02	.200E-01	.119E-02
0.4206	0.287	.916E-04	.143E-02	.195E-01	.117E-02
0.4278	0.292	.899E-04	.142E-02	.190E-01	.115E-02
0.4350	0.297	.882E-04	.142E-02	.186E-01	.113E-02
0.4422	0.302	.866E-04	.141E-02	.181E-01	.112E-02
0.4493	0.307	.850E-04	.140E-02	.177E-01	.110E-02
0.4565	0.312	.834E-04	.139E-02	.172E-01	.108E-02
0.4637	0.317	.819E-04	.138E-02	.168E-01	.107E-02
0.4709	0.322	.804E-04	.137E-02	.164E-01	.105E-02
0.4780	0.326	.790E-04	.137E-02	.160E-01	.103E-02
0.4852	0.331	.776E-04	.136E-02	.154E-01	.126E-02
0.4924	0.336	.762E-04	.135E-02	.150E-01	.124E-02
0.4996	0.341	.748E-04	.134E-02	.147E-01	.123E-02
0.5067	0.346	.735E-04	.133E-02	.143E-01	.121E-02
0.5139	0.351	.722E-04	.132E-02	.140E-01	.119E-02
0.5211	0.356	.710E-04	.132E-02	.136E-01	.117E-02
0.5283	0.361	.697E-04	.131E-02	.133E-01	.115E-02
0.5354	0.366	.685E-04	.130E-02	.130E-01	.114E-02
0.5426	0.371	.673E-04	.129E-02	.126E-01	.112E-02
0.5498	0.375	.662E-04	.128E-02	.123E-01	.110E-02
0.5570	0.380	.650E-04	.127E-02	.120E-01	.108E-02
0.5641	0.385	.639E-04	.126E-02	.117E-01	.107E-02
0.5713	0.390	.628E-04	.125E-02	.114E-01	.105E-02
0.5785	0.395	.617E-04	.125E-02	.112E-01	.103E-02
0.5857	0.400	.607E-04	.124E-02	.109E-01	.102E-02
0.5928	0.405	.596E-04	.123E-02	.106E-01	.998E-03
0.6000	0.410	.586E-04	.122E-02	.104E-01	.982E-03

Les résultats rapportés par Du et al pour ces conditions sont montrés par la figure (III.9). Les résultats obtenus par notre programme sont représentés sur la figure (III.10), où on a représenté l'évolution de l'épaisseur du film le long de la longueur.

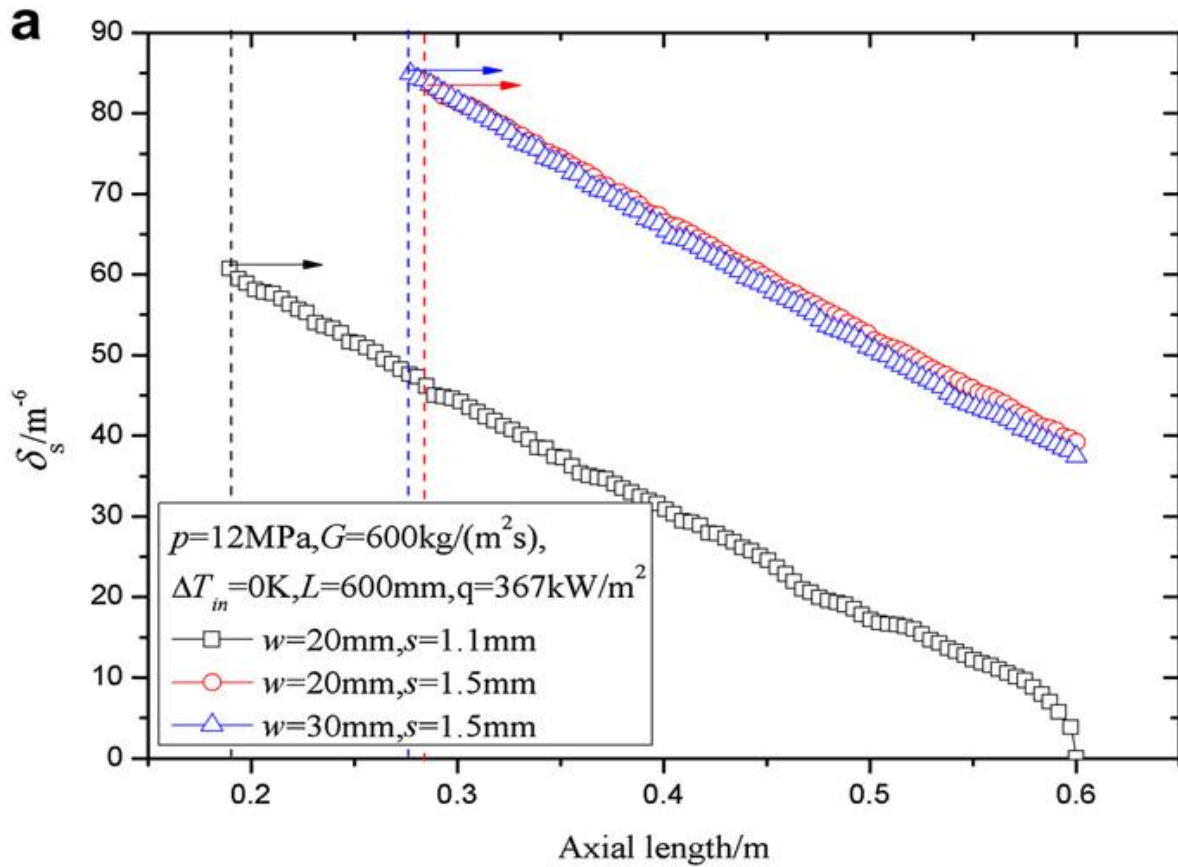


Figure III.9 : Épaisseur du film liquide sur la longueur axiale avec différentes tailles de canal à flux massique fixe.

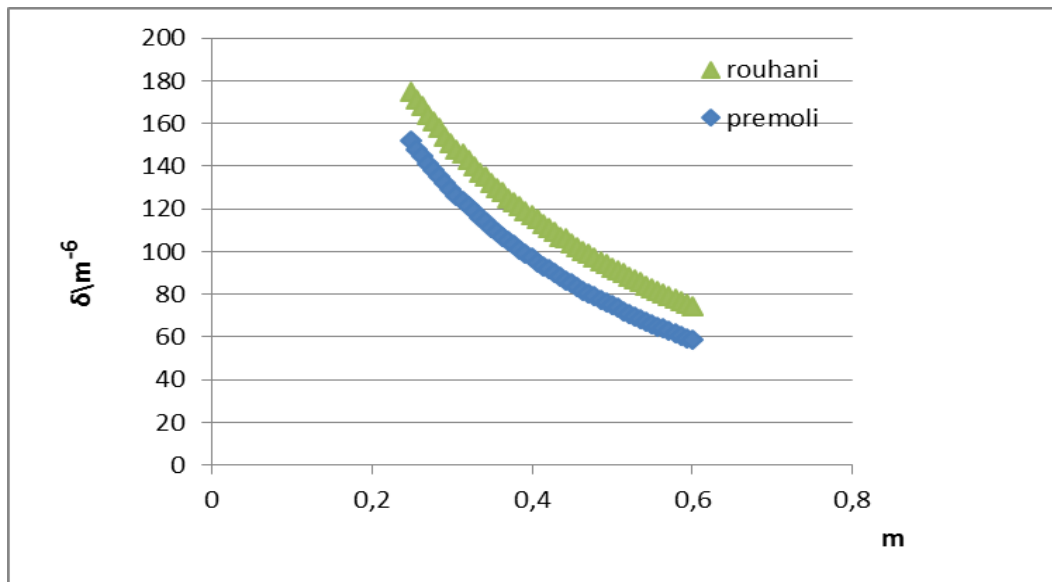
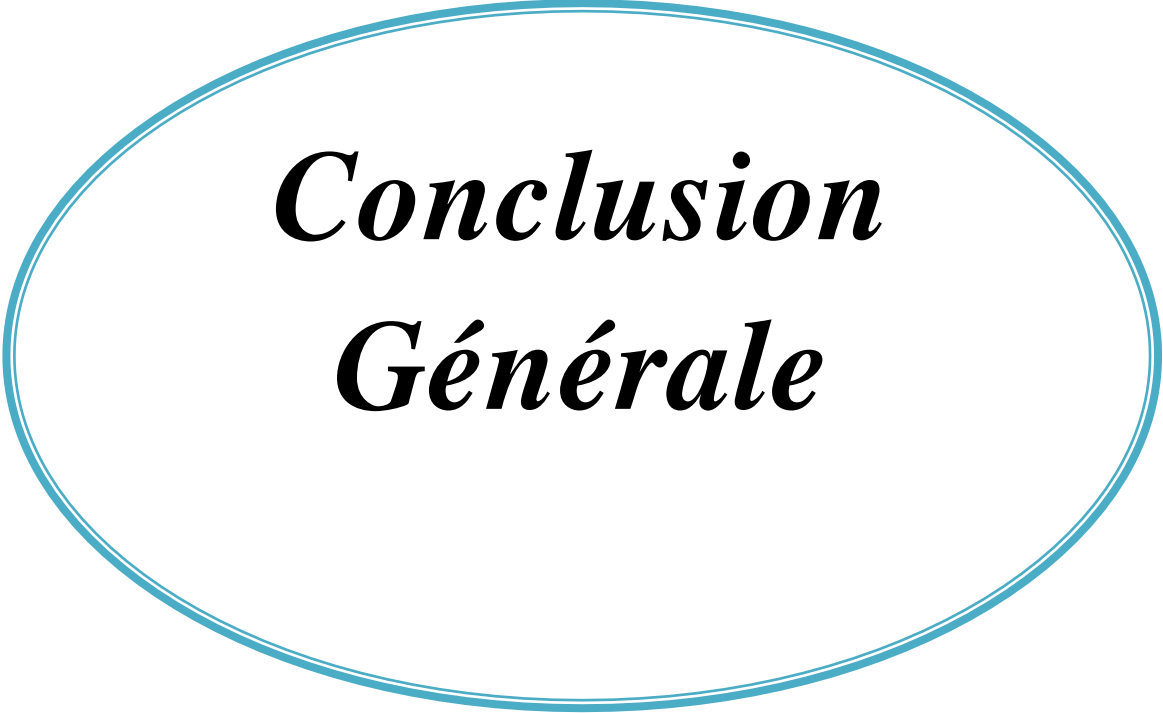


Figure III.10 : Courbe des résultats obtenus pour notre programme.

Chapitre III : Ebullition en convection forcée dans un canal rectangulaire

Nous remarquons que le début de l'écoulement annulaire prédit par notre programme coïncide parfaitement avec le début prédit et rapporté par Du et al. Cependant les valeurs de l'épaisseur du film diffèrent mais elles ont la même tendance. Ceci est dû au non utilisation de la même corrélation ou modèle de fraction de vide. Un essai a été fait avec deux corrélations distinctes proposées respectivement par Rouhani [14] et Prémoli [13]. Les résultats obtenus montrent que le choix de la corrélation est très prépondérant.



***Conclusion
Générale***

Conclusion générale

Pour mener à bien notre étude, il a fallu en premier maîtriser les fonctionnalités de base du langage Fortran.

Les équations rapportées par Du et al [1], dans leur modèle ont été décortiquées et détaillées en vue de leur mise en œuvre. A cet effet, un programme de calcul rédigé en langage fortran a été élaboré.

Le programme permet de prédire le phénomène d'assèchement en évaluant l'épaisseur du film liquide annulaire. Là où le film est nul, l'assèchement a lieu.

Une tentative de confrontation de nos résultats avec les résultats présentés par Du et al. [1] a été menée. Les résultats obtenus par notre programme montrent que le choix de la corrélation de la fraction de vide influe beaucoup sur les résultats obtenus. Deux corrélations développées respectivement par Rouhani et al [14] et Premoli [13] ont été utilisées d'une façon arbitraire pour un premier temps dans notre programme pour pouvoir l'exécuter. Vu que dans l'article de Du et al., aucune indication sur la corrélation utilisée n'a été donnée. Les auteurs du modèle proposé, font références à un article rédigé en langue chinoise non disponible sur le net.

En perspective l'implémentation de la corrélation ou du modèle de taux vide utilisé par Du et al est souhaitable et la validation et la vérification du programme élaboré est indispensable pour avoir un outil de prédiction du phénomène d'assèchement (dryout) nécessaire au design et au fonctionnement d'une installation, faisant intervenir le phénomène de l'ébullition, d'une manière sure.

Références bibliographique

- [1] Du et al., (2012) *Theoretical study on the characteristics of critical heat flux in vertical narrow rectangular channel*. Applied Thermal Engineering.
- [2] Sébastien Poncet <<*Cours sur les écoulements diphasiques*>> Master 2 Génie des Procédés de l'Université d'Aix-Marseille. Année 2012-2013 (Écoulement diphasique eau-air ascensionnel dans une section d'essai, année 2020-2021).
- [3] M. FERROUK <<*Cours de Transfert de chaleur avec changement de phase*>> Master 1 Génie Mécanique option énergétique. Année 2012.
- [4] Nukiyama, S. "Maximum and minimum values of heat transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure." J. Soc. Mech. Eng. Jpn. 37 1934.
- [5] Collier, J.G and Thome, J.R. "Convective Boiling and Condensation". Oxford University press, New York, 1994.
- [6] Delhaye, J.M, "Transferts de chaleur associés à l'ébullition ou à la condensation des corps purs sur des parois" dans technique de l'ingénieur, volume B 11, 1995.
- [7] G.B. Wallis, One-dimensional Two-Phase Flow, McGraw-Hill, New York, 1969.
- [8] T. Okawa, I. Kataoka, Correlations for the mass transfer rate of droplets in vertical upward annular flow, Int. J. Heat Mass Transfer 48 (2005) 4766-4778.
- [9] V.I. Milashenko, B.I. Nigmatulin, V.V. Petukhov, N.I. Trubkin, Burnout and distribution of liquid in evaporative channels of various lengths, Int. J. Multiphase Flow 15 (3) (1989) 393-401.
- [10] G.H. Su, J.L. Gou, S.Z. Qiu, X.Q. Yang, D.N. Jia, Theoretical calculation of annular upward flow in narrow annuli with bilateral heating, Nucl. Eng. Des. 225 (2-3) (2003) 219-247.
- [11] F. Fu, J.F. Klausner, a separated flow model for predicting two-phase pressure drop and evaporative heat transfer for vertical annular flow, Int. J. Heat Fluid Flow 18 (1997) 541-549.
- [12] L.B. Fore, S.G. Beus, R.C. Bauer, Interfacial friction in gas-liquid annular flow: analogies to full and transition roughness, Int. J. Multiphase Flow 26 (11) (2000) 1755-1769.
- [13] A. Permolli, D. Francesco, A. Prina, A dimensionless correlation for determining the density of two-phases mixtures, La Termotecnica 25 (1971) 17-25.
- [14] Rouhani, S.Z., 1965, Void mesurment in the region of subcooled and low quality boiling, *the university of Michigan During the Summer of 1952*, University of Michigan press, 101-150.