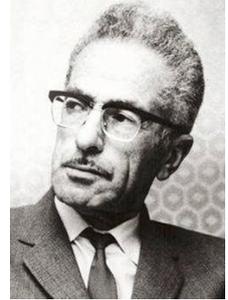


République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université Mouloud MAMMARI de Tizi-Ouzou
Faculté du Génie de la Construction
Département de Génie Mécanique



Mémoire de Fin d'Études
En Vue de l'Obtention du Diplôme
Master Académique en Génie Mécanique
Option : Énergétique

THÉME

**Évaluation du coefficient d'échange de chaleur lors
de l'ébullition de l'eau au-delà de la région critique
à l'aide de la méthode C.I.A.E**

Proposé et dirigé par :
Mr **M. FERROUK**

Réalisé par :
Mr **LARABI Arezki**

Promotion 2016

DÉDICACES

Je dédie ce modeste travail à

Mes très chers parents

Mes chers frères

Mes chers amis

et à tous ceux qui m'ont connu

REMERCIEMENTS

À l'issue de ce travail que j'ai accompli après tant
d'efforts, je tiens à exprimer ma reconnaissance, ma
gratitude et mes vifs remerciements à mon promoteur,
Monsieur M.FERROUK pour m'avoir apporté ses
connaissances et son soutien permanent tout au long de mon
projet de fin d'études.

Son soutien moral et son aide précieuse m'ont permis
d'effectuer ce travail dans les meilleures conditions.

Je tiens aussi à remercier tous les syndicalistes, tous les membres des comités autonomes
et de la coordination locale des étudiants (C.L.E) et tous ceux qui m'ont

aidé de prêt ou de loin pour l'élaboration de ce projet

Je remercie également, toutes les personnes qui m'ont
encouragé pour aller au bout de mon travail.

Listes des symboles

Une lettre peut avoir plusieurs significations. Toutefois le contexte n'autorisera aucune confusion.

A	section du tube	[m ²]
B	constante	
C ₀	paramètre de distribution de débit utilisé	[-]
C _p	chaleur spécifique	[kJ/kg K]
D	diamètre hydraulique	[m]
e	entropie	[kJ/K]
F	facteur d'amplification	
f	coefficient de frottement	[-]
F ₁ , F ₂ , F ₃ , F ₄	paramètres définis dans l'équation du flux critique de Bowring	[-]
G	débit spécifique	[kg/m ² s]
h _{2ph}	coefficient d'échange double phase	[kW/m ² K]
h _{LO}	coefficient d'échange simple phase liquide	[kW/m ² K]
i	enthalpie	[kJ/kg]
i _{LG}	chaleur latente de vaporisation	[kJ/kg]
K	constante	[-]
k _L	conductivité du liquide	[W/m K]
L	longueur du tube	[m]
P	périmètre mouillé	[m]
p	pression	[bar]
p [*]	pression réduite	[-]
dp/dz	gradient de pression	[N/m ² m]
Q	débit volumique	[m ³ /s]
q'	flux linéaire	[W/m]
r _{cr}	rayon critique de la bulle	[m]
S	glissement	[-]
S	facteur d'atténuation	[-]
T	température	[K]
T _w	température de paroi	[°C]
ΔT	différence de température	[K]
T _B ⁺	différence de température adimensionnelle entre la paroi chauffante et le sommet de la bulle	[-]
U	vitesse surfacique	[m/s]
U _{GU}	vitesse de glissement « drift velocity »	[m/s]
v _L	volume spécifique de l'eau	[m ³ /kg]
W	débit massique	[kg/s]
w	vitesse réelle	[m/s]
x	titre thermodynamique	[-]
x _i	titre thermodynamique à l'entrée	[-]
x'	titre réel	[-]
z	abscisse du canal	[m]

Lettres grecques

α	fraction de vide	[-]
β	titre volumique	[-]
δ	rugosité relative	[-]
χ^2	paramètre de Martinelli	[-]
ε	rapport ($\varepsilon = \phi_L(z)/\phi_G(z)$)	[-]
ϕ	flux de chaleur	[W/m ²]
ϕ_{LO}^2	facteur multiplicateur double phase	[-]
η	facteur empirique	[m ³ °C/J]
μ	viscosité dynamique	[N s/m ²]
ρ	masse volumique	[kg/m ³]
σ	tension superficielle	[N/m]

Nombres adimensionnels

Nu	Nombre de nusselt
Pr	Nombre de prandtl
Pe	Nombre de Peclet
Re	Nombre de Reynolds

Indices

a	agitatif
cb	convective boiling
CRIT	critique
DEF	région à déficit liquide
DO	assèchement (<i>dryout</i>)
e	évaporatif
i	entrée (<i>inlet</i>)
FDB	ébullition complètement développée
MAX	maximal
MIN	minimal
nb	nucleate boiling
ONB	début d'ébullition nucléée (<i>onset of nucleate boiling</i>)
SAT	saturation
SC	sous refroidie
SCB	ébullition sous refroidie (locale)
SPG	simple phase vapeur
SPL	simple phase liquide
SUB	sous refroidie
W	paroi (<i>wall</i>)
z	élévation

Liste des figures

Figure		Page
1.1	Allure générale de la courbe de Nukiyama	5
1.2	Courbe d'ébullition	5
1.3	Évolution de l'écoulement dans un évaporateur	7
2.1	Évolution des paramètres d'un écoulement diphasique	23
2.2	Evolution des températures et du titre en fonction de la longueur dans la région déficitaire en liquide	33
3.1	Organigramme du programme principal	48
3.2	Organigramme de la méthode de Chen & Chen (CIAE)	49
3.3	Évolution du coefficient d'échange en ébullition en film en fonction de la longueur du tube pour différents rapports L/D	49
3.4	Évolution du coefficient d'échange en ébullition en film en fonction du titre pour différents rapports L/D	51

Liste des tableaux

Tableau		Page
2.1	Domaine de validité de la corrélation de Groeneveld	
2.2	Extrait de la table de l'IPPE	
2.3	Extrait de la table de l'AECL	
2.4	Table donnant la valeur de K_0 de la méthode de Chen & Chen	
3.1	Données expérimentales de flux thermique critique	

TABLE DES MATIERES

Remerciements.....	i
Dédicaces.....	ii
Table des matières.....	iii
Listes des symboles.....	v
Liste des figures.....	vii
Liste des tableaux.....	viii
Introduction générale.....	1
Chapitre 1 : Notions fondamentales.....	3
1.1. Grandeurs caractéristiques d'un écoulement diphasique.....	3
1.2. Configuration d'écoulement.....	5
1.2.1. Ebullition en vase clos.....	5
1.2.2. Ebullition en convection forcée à l'intérieur d'un tube chauffant.....	6
Chapitre 2 : Transfert de chaleur en ébullition.....	23
2.1. Introduction.....	23
2.2. Région simple phase.....	23
2.3. Région d'ébullition locale.....	23
2.3.1. Début d'ébullition locale.....	24
2.3.2. Début d'ébullition locale développée.....	24
2.3.3. Ébullition partielle	
2.4. Ébullition saturée.....	27
2.5. Crise d'ébullition.....	29
2.5.1. Valeurs limites du flux critique.....	30
2.5.2. Prédiction de la crise d'ébullition.....	30
2.6. Région à déficit liquide.....	33
2.7. Région simple phase vapeur.....	34
Chapitre 3 : Résultats et discussions.....	46
3.1. Description succincte du programme élaboré	46
3.2. Évolution du coefficient d'échange en fonction de la longueur du tube	61
Conclusion.....	64
Références.....	65
Annexe A.....	69
Annexe B.....	73

Chapitre 2 : Modélisation des écoulements diphasiques	8
2.1. Equations de conservation d'un écoulement diphasique.....	8
2.2. Principaux modèles actuels.....	10
2.2.1. Modèle homogène.....	12
2.2.2. Modèle à glissement ou à phases séparées.....	14
Chapitre 3 : Perte de charge diphasique	15
3.1. Introduction.....	15
3.2. Perte de charge par frottement.....	15
3.2.1. Perte de charge monophasique par frottement.....	15
3.2.2. Perte de charge diphasique par frottement.....	16
3.2.2.1. Corrélations basées sur le modèle homogène.....	16
3.2.2.2. Corrélations basées sur le concept du facteur multiplicateur.....	17
3.3. Perte de pression par accélération.....	20
3.4. Perte de pression par élévation.....	21
3.5. Modèles de prédiction de la fraction de vide.....	21
3.5.1. Corrélations de fraction de vide.....	21
Chapitre 5 : Description du programme TUBVAP	35
5.1. Informations générales.....	35
5.2. Programme principal et sous programmes.....	35
5.3. Méthode de calcul.....	39
5.4. Description de l'input.....	44
5.5. Description de l'output.....	44
5.6. Temps d'exécution.....	45
Chapitre 3 : Résultats et discussions	46
3.1. Courbes caractéristiques de l'écoulement diphasique (pression - débit).....	46
3.2. Evolution des limites d'ébullition.....	48
3.2.1. Influence du débit.....	49
3.2.2. Influence de la puissance de chauffe.....	51
3.2.3. Influence de la pression.....	53
3.2.4. Influence de la température d'entrée.....	54
3.3. Crise d'ébullition.....	57
3.4. Evolution du taux de vide et du titre.....	60

3.5. Evolution des températures.....	60
3.6. Evolution du coefficient d'échange.....	61

Introduction

Le présent travail a pour but l'élaboration d'un programme de calcul permettant d'évaluer le coefficient d'échange de chaleur dans la région d'ébullition de transition et d'ébullition en film.

L'ébullition de transition et l'ébullition en film surviennent après avoir atteint les conditions critiques pour lesquelles la vapeur formée à la paroi empêche le liquide de refroidir la paroi chauffante. L'étude de ce type d'écoulement s'est développée en génie nucléaire notamment dans les travaux en rapport avec la sûreté des réacteurs à eau sous pression. En effet, dans un réacteur à eau pressurisée, la limitation de l'ébullition du liquide réfrigérant est essentielle voire capitale, car le refroidissement par transfert de chaleur n'est assuré efficacement qu'au contact de la phase liquide avec les crayons combustibles.

Donc dans les situations accidentelles ou d'incidents transitoires et dans les générateurs de vapeur, la connaissance du coefficient d'échange est d'une importance capitale. D'où l'intérêt de notre étude de connaître les influences des paramètres thermohydrauliques qui influent sur l'échange de chaleur dans la région post critique ou post-CHF (Critical Heat Flux).

Cet intérêt nous a conduits à l'élaboration d'un programme de calcul rédigé en Fortran et les résultats obtenus par ce dernier sont discutés dans ce mémoire. Le programme élaboré est basé sur la méthode de Chen & Chen de l'Institut d'Energie Atomique de Chine.

Le mémoire contient 3 chapitres. Le premier est consacré à la description de l'ébullition en vase clos et en convection forcée.

Le second chapitre traite du transfert de chaleur en ébullition depuis la région simple phase liquide jusqu'à la région simple phase vapeur.

Le troisième chapitre présente brièvement le programme élaboré et la discussion des résultats obtenus. La conclusion et les développements possibles en perspective sont exposés après le chapitre 3.

Chapitre 1 : Notions fondamentales

Ce chapitre contient deux parties distinctes. Dans la première partie sont introduites les notions fondamentales sur les grandeurs caractéristiques d'un écoulement diphasique et dans la seconde partie, la description des configurations d'écoulements qui apparaissent lors de l'ébullition en convection forcée à l'intérieur d'un tube chauffé.

1.1. Grandeurs caractéristiques d'un écoulement diphasique

Débit massique spécifique : C'est le rapport du débit masse total à la section de passage de l'écoulement.

$$G = \frac{W}{A} \quad (1.1)$$

Vitesse réelle : C'est la vitesse à laquelle la phase évolue réellement le long du conduit. Elle est le rapport du débit volumique à la section de passage occupée par la phase :

$$w_G = \frac{Q_G}{A_G} \quad , \quad w_L = \frac{Q_L}{A_L} \quad (1.2)$$

Vitesse surfacique : Si le débit volumique liquide Q_L traversait la section totale A , la vitesse serait U_L qu'on appelle vitesse surfacique (*superficial velocity ou volumetric flux*) du liquide, la même définition s'applique au gaz.

$$U_L = \frac{Q_L}{A} \quad , \quad U_G = \frac{Q_G}{A} \quad (1.3)$$

Température de saturation : Si l'on fixe la valeur de la pression, (à condition que celle-ci reste inférieure à la pression critique), l'équilibre entre les phases liquide et vapeur a lieu pour une valeur de la température, notée T_{SAT} , et qu'on appelle température de saturation ou température d'ébullition.

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

$$\Delta T_{SAT} = T - T_{SAT} \quad (1.4)$$

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

$$\Delta T_{SUB} = T_{SAT} - T \quad (1.5)$$

Titre thermodynamique : Il est calculé à partir du bilan thermique :

$$x = \frac{i(z) - i_{L,SAT}}{i_{LG}} \quad (1.6)$$

où $i_{L,SAT}$ est l'enthalpie du liquide saturé, i_{LG} est la chaleur latente de vaporisation et $i(z)$ est l'enthalpie à la section droite z donnée par :

$$i(z) = i_m + \frac{1}{W} \int_0^z q'(z) dz \quad (1.7)$$

i_m est l'enthalpie du fluide à l'entrée, $q'(z)$ est le flux linéaire à l'abscisse z d'un canal et W est le débit total du fluide.

Titre réel : On appelle titre réel x' le rapport du débit massique de vapeur au débit massique total :

$$x' = \frac{W_G}{W} \quad (1.8)$$

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 rayons X, l'absorption étant différente pour l'eau et pour la vapeur.

Titre volumique : On appelle titre volumique β le rapport du débit volumique de vapeur au débit volumique total :

$$\beta = \frac{Q_G}{Q} \quad (1.8)$$

Fraction de vide : C'est le rapport, dans une section plane perpendiculaire à l'écoulement, entre la surface occupée par la vapeur et la surface totale de la section.

$$\alpha = \frac{A_G}{A} \quad (1.9)$$

Glissement : C'est le rapport des vitesses moyennes de la vapeur et du liquide. Le titre, le taux de vide et le glissement sont liés par la relation :

$$S = \frac{w_G}{w_L} = \left(\frac{x}{1-x} \right) \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right) \left(\frac{1-\alpha}{\alpha} \right) \quad (1.10)$$

Notons qu'on appelle parfois glissement le rapport de l'écart des vitesses entre phases à l'une quelconque des vitesses de phase, on peut ainsi avoir :

$$\frac{w_G - w_L}{w_L} \quad \text{ou} \quad \frac{w_G - w_L}{w_G} \quad (1.11)$$

Paramètre de Martinelli : C'est le rapport des gradients de pression de frottement de chacune des phases s'écoulant seules dans le conduit.

$$\chi^2 = \frac{(dp_F/dz)_{LP}}{(dp_F/dz)_{GP}} \quad (1.12)$$

1.2. Configuration d'écoulement

Dans cette section, nous examinerons en détail les différentes configurations d'écoulement qui apparaissent lors de l'ébullition en convection forcée à l'intérieur d'un tube chauffé. 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.

1.2.1. 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 en 1934 par Nukiyama [1] 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 $\Delta T_{\text{sat}} = T_p - T_{\text{Sat}}$. Dans une première série d'essais, Nukiyama a utilisé un fil de nichrome et a obtenu la branche AC de la figure 1. Au point C, le fil se rompait brutalement. Ayant remplacé le fil de nichrome par un fil de platine, Nukiyama 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.

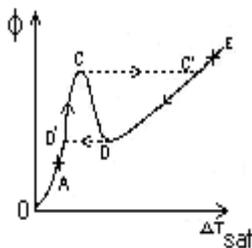


Fig. 1.1. Allure générale de la courbe de Nukiyama

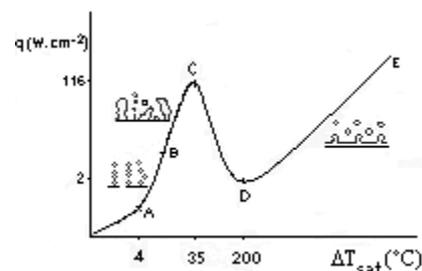


Fig. 1.2. Courbe de Nukiyama

L'allure de la courbe, ainsi construite par Nukiyama, 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 et Müller en 1937 [2], permet de tracer toute l'ensemble de la courbe représentée sur la figure 1.2. 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 1.1 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.

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

La figure 1.3 représente l'évolution d'un écoulement liquide - vapeur avec apport de chaleur à la paroi [3]. 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 1.3. Sur cette dernière, huit 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 : le liquide étant à la température de saturation, on a de l'ébullition nucléée avec un meilleur coefficient d'échange de chaleur que l'ébullition en vase clos à cause de l'effet de détachement des bulles par la vitesse.

Région D : 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 E : 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 F : 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 *burn out*.

Région G : 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 H : 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.

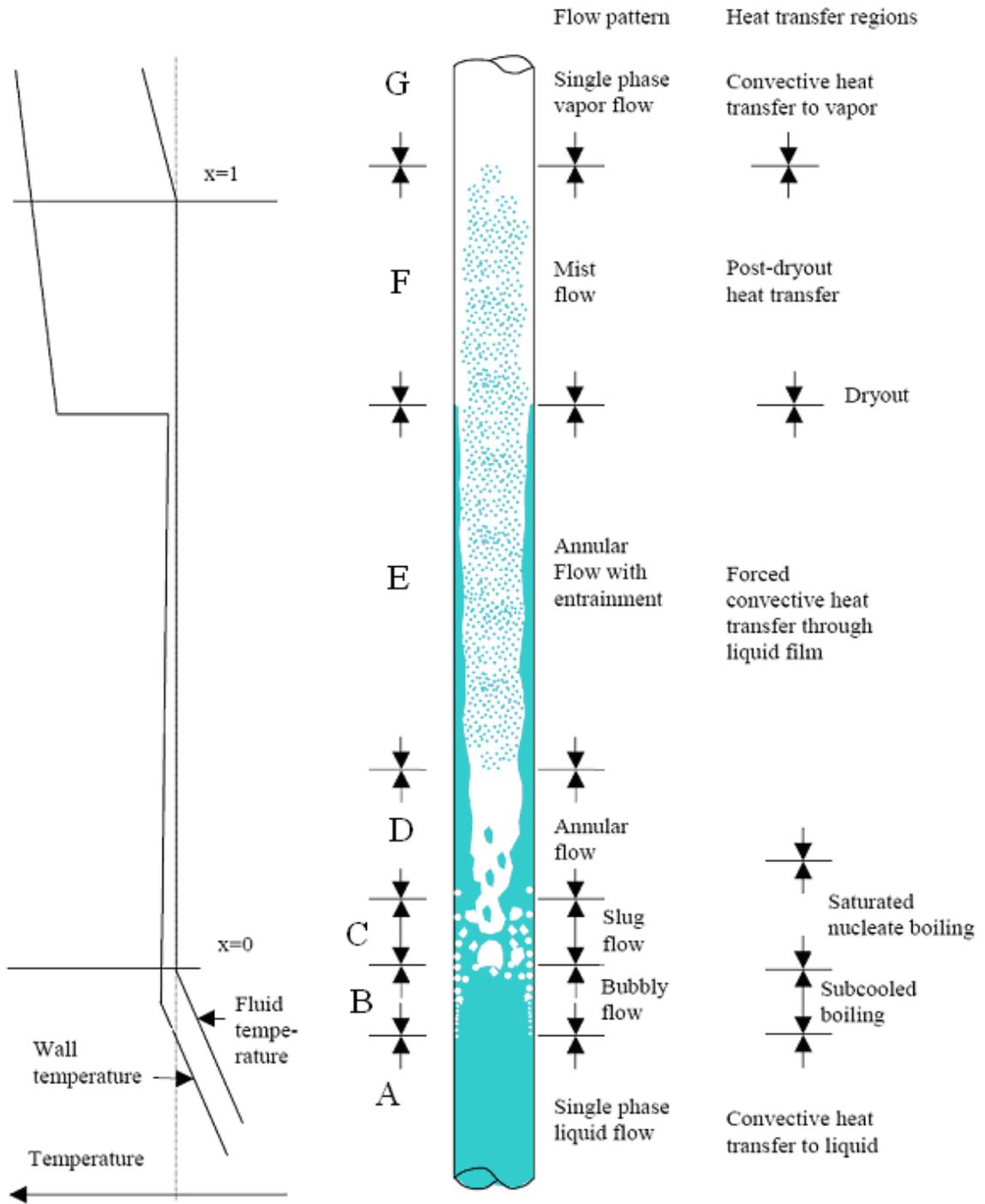


Fig. 1.3. Evolution de l'écoulement dans un évaporateur [3]

Chapitre 2 : Transfert de chaleur en ébullition

2.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous passons en revue les différents modèles utilisés pour :

- la détermination du coefficient d'échange de chaleur pour chaque régime de transfert,
- la détermination des différentes limites d'ébullition,
- la prédiction de la crise d'ébullition.

2.2. Région simple phase (région A)

Le schéma de la figure 2.1 montre l'évolution de l'écoulement et celle des principaux paramètres en fonction de la cote z le long du canal. Trois régions peuvent être distinguées d'après la température moyenne du fluide et de la valeur de la fraction de vide (α).

La première région s'étend de l'entrée du canal jusqu'à la section (A) où apparaissent à la paroi les premières bulles de vapeur. Elle est constituée par une phase liquide.

La température de paroi T_p dans cette région est donnée par :

$$T_p = T_L(z) + \Delta T_L \quad (2.1)$$

et

$$\Delta T_L = \frac{\phi}{h_{LO}} \quad (2.2)$$

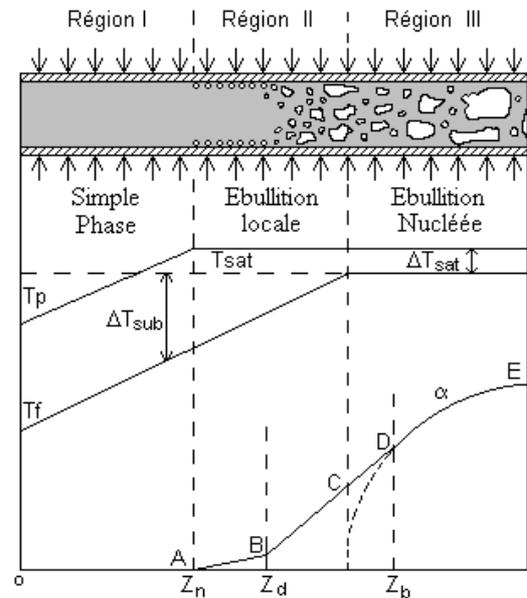


Figure 2.1. Évolution des paramètres d'un écoulement diphasique [3].

où ΔT_L est la différence de température entre la température de la paroi interne du tube et la température moyenne du fluide à la cote z depuis l'entrée du tube, h_{LO} le coefficient d'échange simple phase en convection forcée. Pour un écoulement laminaire, il est donné par la corrélation de Rohsenow et Choi [04] :

$$\frac{h_{LO}D}{k_L} = 4. \quad (2.3)$$

En régime turbulent, il est donné par la corrélation de Dittus–Boelter [05] :

$$\frac{h_{LO}D}{k_L} = 0.023 \left(\frac{GD}{\mu_L} \right)^{0.8} \left(\frac{C_p \mu}{k} \right)_L^{-1/3} \quad (2.4)$$

Cette corrélation est valable pour un écoulement ascendant dont le rapport $z/D > 50$ et $Re > 10000$.

2.3. Région d'ébullition locale (région B)

Elle est comprise entre la section (A) et la section (C) où la température du fluide atteint la température de saturation. Dans cette région, on distingue deux sous régions : la région d'ébullition locale partielle et la région d'ébullition locale développée. Dans la région AB, région d'ébullition locale partielle, il y a création de petites bulles attachées à la paroi et qui

disparaissent très rapidement, n'atteignant pas la région d'ébullition sous refroidie complètement développée. La fraction du flux de chaleur utilisée pour la formation de vapeur est insignifiante. Dans la région BCD, région d'ébullition locale développée, les bulles se détachent de la paroi et se condensent très lentement pendant leurs passage du point B jusqu'à la région d'ébullition nucléée.

2.3.1 Début d'ébullition locale (cote Z_n)

La cote de la section (A) (Z_n), transition entre les deux premières régions est difficile à déterminer car l'estimation de la surchauffe nécessaire à la création d'une bulle de vapeur demeure délicate par ce qu'elle dépend de nombreux paramètres comme la rugosité, le vieillissement de la paroi, le dégazage du fluide.

La limite inférieure de la température de la paroi nécessaire pour obtenir l'amorçage de l'ébullition nucléée peut être calculée à l'aide de la corrélation de Davis et Anderson [06] :

$$(\Delta T_{SAT})_{ONB} = T_w - T_{SAT} = \left(\frac{8\sigma\phi T_{SAT}}{k_L h_{LG} \rho_G} \right)^{0.5} \quad (2.5)$$

où σ est la tension superficielle (N/m) et T_{SAT} en Kelvin.

2.3.2. Début d'ébullition locale développée (cote Z_d)

La prédiction de la cote Z_d , transition entre les deux sous régions de l'ébullition locale, où a lieu le détachement des bulles, est importante pour le calcul des pertes de pression. Le modèle le plus recommandé dans la littérature pour la détermination de la cote Z_d est le modèle de Saha-Zuber [07]:

Selon la valeur du nombre de Peclet, la sous saturation est donnée par :

$$\Delta T_{SUB}(z_D) = 0.0022 \frac{\phi D}{k_L} \quad \text{Pe} \leq 70\,000 \quad (2.6)$$

$$\Delta T_{SUB}(z_D) = 153.8 \frac{\phi}{G C_{pL}} \quad \text{Pe} > 70\,000 \quad (2.7)$$

Les données de bases de ce modèle, pour l'eau et pour des géométries rectangulaire, circulaire et annulaire, sont :

$$P = 1 - 138 \text{ bars}, \quad G = 95 - 2760 \text{ kg/m}^2\text{s} \quad \phi = 0.28 - 1.89 \text{ MW/m}^2.$$

2.3.3. Ebullition partielle

Dans cette région, AB, il y a formation de petites bulles attachées à la paroi et qui disparaissent très rapidement, n'atteignant pas la région d'ébullition locale complètement développée. La fraction du flux de chaleur utilisée dans la formation de vapeur est insignifiante. En effet selon Bowring [08], le flux de chaleur est transmis au fluide par plusieurs mécanismes simultanés :

- la chaleur latente des bulles vapeur produite $[\phi_e]$,
- par convection due à l'agitation du film thermique sous l'action des bulles $[\phi_a]$,
- par convection dans le liquide $[\phi_{SPL}]$: turbulence simple phase,
- par condensation des bulles en fin d'accroissement.

D'après Bowring, le dernier mode de transfert est négligeable. Ainsi donc :

$$\phi = \phi_e + \phi_a + \phi_{SPL} \quad (2.8)$$

En posant :

$$\phi_{SCB} = \phi_e + \phi_a \quad (2.9)$$

l'équation (2.15) s'écrit :

$$\phi = \phi_{SCB} + \phi_{SPL} \quad (2.10)$$

où ϕ_{SCB} est le flux de chaleur transféré par nucléation des bulles. Et la composante simple phase, ϕ_{SPL} , est donnée par :

$$\phi_{SPL} = h_{LO}(T_{SAT} - T_L(z)) \quad (2.11)$$

2.3.2. Ebullition locale complètement développée

Dans cette région, BCD, les bulles sont de dimensions plus importantes, se détachent de la paroi et se condensent très lentement pendant leurs passage du point B jusqu'à la région d'ébullition nucléée. Du point de transition, B, le taux de vide augmente nettement avec la longueur.

De nombreuses données sur le transfert de chaleur lors de l'ébullition locale ont été représentées par des corrélations empiriques par Jens et Lottes [09] et plus tard par Thom [10]. La corrélation de Thom s'écrit :

$$\Delta T_{SAT} = T_W - T_{SAT} = 22.65 \phi_{SCB}^{0.5} e^{-p/87} \quad (2.12)$$

où ϕ_{SCB} en MW/m², p en bar et ΔT_{SAT} en °K. Les données de bases de cette corrélation, pour l'eau chauffée électriquement dans un tube vertical, sont :

P = 7 – 172 bars, G = 11 – 1.05 10⁴ kg/m²s T_L = 115 – 340 °C,
D = 3.63 – 5.74 mm et un flux de chaleur jusqu'à 12.5 MW/m².

2.2. Ebullition saturée

Dans cette région, la température moyenne du fluide est stabilisée à la température de saturation. La température de paroi et celle du fluide sont liées par la relation suivante :

$$\Delta T_{SAT} = T_W - T_{SAT} = \frac{\phi}{h_{2ph}} \quad (2.13)$$

où h_{2ph} est le coefficient d'échange double phase.

Groeneveld et Snoek [11] ont résumé la plus part des récentes méthodes de prédiction de coefficient de transfert de chaleur lors de l'ébullition saturée. Ces derniers, à travers leurs études, recommandent l'utilisation de la méthode graphique de Shah [12] et l'équation de Chen [13] donnée par :

$$h_{2ph} = h_{cb} + h_{nb} \quad (2.14)$$

$$h_{2ph} = 0.00122 \frac{k_L^{0.79} C_{pL}^{0.45} \rho_L^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_L^{0.29} i_{LG}^{0.24} \rho_G^{0.24}} \Delta T_{SAT}^{0.24} \Delta p_{SAT}^{0.75} S$$

$$+ 0.023 \left[\frac{DG(1-x)}{\mu_L} \right]^{0.8} \left(\frac{C_{pL} \mu_L}{k_L} \right)^{0.4} \frac{k_L}{D} F \quad (2.15)$$

La corrélation de Chen contient deux termes représentant deux mécanismes physiques différents. Le premier terme traduit la contribution de l'ébullition nucléée sur la paroi. Il est obtenu à partir de la corrélation d'ébullition nucléée en vase clos de Forster et Zuber [14] pondérée par un facteur d'atténuation S. Le second terme représente l'effet de la convection forcée monophasique due au liquide, modifiée par un facteur d'amplification F et calculée à partir de la corrélation de Dittus Boelter [05]. Les facteurs S et F sont donnés par les équations suivantes :

$$S = \left[1 + 2.53 \times 10^{-6} \left(\frac{DG(1-x)}{\mu_L} F^{1.25} \right)^{1.17} \right]^{-1} \quad (2.16)$$

$$F = 1 \quad \text{Pour } 1/\chi \leq 0.1$$

$$F = 2.35(1/\chi + 0.213)^{0.736} \quad \text{Pour } 1/\chi > 0.1 \quad (2.17)$$

où χ représente le paramètre de Martinelli donné par :

$$\chi = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0.1} \quad (2.18)$$

La corrélation de Chen est valable dans les conditions suivantes :

$$0.5 < p < 34 \text{ bars} \quad 6.3 < \phi < 2400 \text{ kW/m}^2 \quad 0 < x < 0.71$$

Gungor et Winterton [15], en effectuant 4300 tests sur différentes substances liquides et en reprenant l'équation originale de Chen, ont proposé pour les facteurs S et F les corrélations suivantes :

$$S = 1 + 1.15 \times 10^{-6} F^2 Re^{1.17} \quad (2.16a)$$

$$F = 1 + 2.4 \times 10^4 Bo^{1.16} + 1.37 \chi^{-0.86} \quad (2.17a)$$

avec $Bo = \phi / (G i_{LG})$ représente le nombre d'ébullition.

Steiner et Taborek [16] ont proposé modèle basé sur la somme asymptotique des deux termes de l'ébullition saturée (nucléation et convection). Le modèle proposé se résume comme suit :

$$h_{2ph} = \left[(h_{cb})^n + (h_{nb})^n \right]^{1/n} \quad (2.19)$$

$$h_{2ph} = \left[(h_{LO} F_{tp})^n + (h_{nb,o} F_{nbf})^n \right]^{1/n} \quad (2.20)$$

où les paramètres suivants désignent :

h_{LO} : coefficient de transfert simple phase, basé sur le débit total du mélange,

F_{tp} : multiplicateur double phase de convection. Il est fonction du titre et rapport des densités liquide sur vapeur,

$h_{nb,o}$: coefficient local d'ébullition nucléée en vase clos, basé sur des conditions normales (indice 'o') de flux de chaleur et de pression réduite,

F_{nbf} : facteur de correction de $h_{nb,o}$, qui compense la différence entre l'ébullition en vase clos et en convection forcée,

n : est un exposant égal à 3.

Pour un flux de chaleur supérieur à la valeur limite du flux ϕ_{ONB} nécessaire pour obtenir l'amorçage de l'ébullition nucléée, le facteur multiplicateur F_{tp} est donné par :

$$F_{tp} = \left[(1-x)^{1.5} + 1.9(x)^{0.6} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.35} \right]^{1.1} \Big|_{x \leq 0.6} \quad (2.21)$$

Pour un flux de chaleur appliqué inférieur au flux ϕ_{ONB} , le facteur multiplicateur F_{tp} est donné par :

$$\frac{h_{cb}}{h_{LO}} = F_{tp} = \left(\left[(1-x)^{1.5} + 1.9(x)^{0.6} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.35} \right]^{-2.2} + \left\{ \left(\frac{h_{GO}}{h_{LO}} \right) (x)^{0.01} \left[1 + 8(1-x)^{0.7} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.67} \right]^{-2} \right\}^{-0.5} \right) \quad (2.21a)$$

La valeur limite du flux ϕ_{ONB} (*onset of nucleate boiling*) nécessaire pour amorcer l'ébullition nucléée est donnée par [17] :

$$\phi_{ONB} = \frac{2 \sigma T_{SAT} h_{LO}}{r_{cr} \rho_G i_{LG}} \quad (2.22)$$

avec T_{SAT} en °K et le rayon critique de la bulle r_{cr} égal à $0.3 \cdot 10^{-6}$ m.

Le coefficient de transfert de chaleur local, $h_{nb,o}$, lors de l'ébullition nucléée en vase clos sous des conditions normales, est donné par une table [16]. Pour l'eau, il est égal à 25580 W/m² K pour un flux normal, ϕ_{of} , de 150 000 W/m² et une pression réduite de 0.1.

Le facteur de correction, F_{nbf} , fait intervenir plusieurs paramètres tenant compte de l'effet de la pression, du flux, du diamètre, de la rugosité et en fin de la nature du fluide (masse molaire). Il est exprimé de la sorte :

$$F_{nbf} = F_{pf} \left[\frac{\phi}{\phi_{of}} \right]^{nf(pr)} \left[\frac{D}{D_o} \right]^{-0.4} \left[\frac{R_a}{R_{a,o}} \right]^{0.133} F(M) \quad (2.23)$$

avec

$$F_{pf} = \left\{ 2.816(p_r)^{0.45} + \left[3.4 + \frac{1.7}{1 - (p_r)^7} \right] (p_r)^{3.7} \right\}_{p_r \leq 0.95} \quad (2.24)$$

$$nf(p_r) = 0.8 - (0.1)\exp(1.75 p_r) \quad (2.25)$$

$D_o = 0.01m$, $R_{a,o} = 1\mu m$ et $R_a = 1\mu m$ pour une conduite neuve et $F(M)$ est égal à 0.72 pour l'eau.

2.5. Crise d'ébullition

Il existe deux types de crises d'ébullition qui correspondent à des mécanismes physiques différents :

La caléfaction se produit lorsqu'on chauffe un liquide stagnant ou un écoulement diphasique à faible titre en vapeur avec des densités de flux de chaleur élevées. Bien que la température moyenne du liquide soit souvent inférieure à la température d'ébullition, l'apport de chaleur est suffisamment élevé pour provoquer une ébullition locale près de la paroi chauffante. Au-delà d'un certain seuil, la vapeur forme une barrière thermique qui freine l'échange de chaleur entre la paroi chauffante et le liquide. L'élément chauffant peut alors atteindre des températures supérieures à son point de fusion et se dégrader brutalement. Le phénomène de caléfaction est donc brutal et destructif, il doit absolument être évité.

En dehors du domaine nucléaire (refroidissement des cœurs), on peut être confronté à la caléfaction dès que l'on cherche à refroidir par des liquides des éléments qui dégagent une puissance thermique imposée (moteurs à combustion interne, tubes électroniques) ou lorsqu'on cherche à réchauffer un fluide par un procédé à puissance imposée (industrie chimique ou alimentaire).

L'assèchement se produit lorsqu'on chauffe un écoulement liquide-vapeur présentant un fort titre en vapeur. L'écoulement diphasique se fait alors en configuration annulaire, avec un film en contact avec la paroi chauffante et un mélange de vapeur et de gouttes au centre du tube. A partir d'une certaine valeur du flux de chaleur (ou du titre), le film liquide ne peut plus se maintenir (il s'assèche) et l'échange de chaleur entre la paroi et le fluide se fait plus difficilement. Ceci se traduit par une baisse de la puissance évacuée ou une montée de la température de la paroi. Les mécanismes physiques provoquant l'assèchement sont assez bien élucidés et des modèles prédictifs satisfaisants existent. Les matériels concernés par l'assèchement sont principalement les évaporateurs, notamment certains générateurs de vapeur des centrales thermiques de production d'électricité.

Le flux de chaleur étant beaucoup plus faible que lors de la caléfaction, les conséquences de l'assèchement sont aussi moins graves. Ainsi, l'assèchement ne présente pas d'inconvénient pour les matériels à court terme, mais peut en accentuer le vieillissement par fatigue thermique.

Lorsque la paroi n'est plus en contact avec le liquide, le coefficient d'échange de chaleur décroît de façon significative. Pour les systèmes où la densité de flux thermique est imposée, comme les réacteurs nucléaires, cela entraîne une augmentation brutale et importante de la température de la paroi pouvant conduire à la destruction de celle-ci par fusion. Il est donc important de pouvoir prédire l'apparition de ce phénomène appelé crise d'ébullition.

2.5.1. Valeurs limites du flux critique

Les valeurs limites du flux critique minimal et maximal se déduisent aisément de l'équation du bilan thermique [3] :

$$(\phi_{CRIT})_{MIN} = \frac{(\Delta T_{SUB})_i}{[4z/(G C_{pL} D) + 1/h_{LO}]} \quad (\phi_{CRIT})_{MAX} = \frac{G D i_{LG}}{4z} \left[1 + \frac{C_{pL} (\Delta T_{SUB})_i}{i_{LG}} \right] \quad (2.26)$$

2.5.2. Prédiction de la crise d'ébullition

Comme pour beaucoup d'autres phénomènes diphasiques, deux types de prédiction sont possibles : l'une fondée entièrement sur l'utilisation des données expérimentales, l'autre complétée par une analyse des mécanismes physiques. Nous présentons dans la suite de ce paragraphe que les prédictions du premier type.

Kon'kov (1965)

A titre élevé (*dryout*), Kon'kov [18] a proposé la corrélation suivante :

$$\phi_{CRIT} = c_1 x^{-0.8} G^{-2.664} D^{-0.56} e^{c_2 p} \quad (2.27)$$

où le diamètre D est en mm, la pression p en bar et le flux critique en MW/m². Les coefficients c₁ et c₂ sont donnés en fonction de la pression. L'équation ci dessus est valable dans les conditions suivantes : vitesse massique allant de 200 à 5000 kg/m² s et un diamètre du tube de 4 à 32 mm.

Biasi et al [19]

Selon la valeur du titre, ils ont proposé, pour le calcul du flux critique les relations suivantes :

$$\phi_{CRIT} = \frac{1.833 \times 10^3}{D^n G^{1/6}} \left[\frac{f(p)}{G^{1/6}} - x(z) \right] \quad \text{à faible titre} \quad (2.28a)$$

$$\phi_{CRIT} = \frac{3.78 \times 10^3 h(p)}{D^n G^{0.6}} [1 - x(z)] \quad \text{à titre élevé} \quad (2.28b)$$

avec n = 0.4 pour D ≥ 1 cm et n = 0.6 pour D < 1 cm et les fonctions f(p) et h(p) sont données par :

$$f(p) = 0.7249 + 0.099 p \exp(-0.032 p) \quad (2.29)$$

$$h(p) = -1.159 + 0.149 p \exp(-0.019 p) + \frac{8.99 p}{10 + p^2} \quad (2.30)$$

La corrélation de Biasi a été vérifiée dans les domaines suivants :

- une pression p comprise entre 2.7 et 140 bar,
- un diamètre D du tube chauffant compris entre 3 et 37.5 mm,
- une longueur z du tube chauffant comprise entre 0.20 et 6 m,
- une vitesse massique G comprise entre 100 et 6000 kg/m² s,
- un titre compris entre 1/(1 + ρ_L/ρ_G) et 1.

Alad'yev (1969)

Pour des faibles pressions ($p < 5$ bar) et faibles vitesses massiques ($G < 300$ kg/m² s), Alad'yev [20] et al. ont développé la corrélation suivante :

$$\phi_{CRIT} = 460 \left(\frac{G}{z/D} \right)^{0.8} (1 - 2x_e) \quad (2.31)$$

avec ϕ_{CRIT} en kW/m², et la corrélation est valable dans les conditions suivantes :
 $10 \leq z/D \leq 100$ et un titre thermodynamique à l'entrée compris entre -0.2 et 0 .

Tong (1972)

Tong [21] a développé une corrélation connue sous le nom de W3 de Westinghouse. Elle est très utilisée dans la plus part des projets de réacteurs à eau sous pression :

$$\phi_{CRIT} = \left\{ (2.002 - 0.0000624 p) + (0.1722 - 0.0000143 p) \exp(x(18.177 - 0.000599 p)) \right\} \\ \left[(0.1484 - 1.596x + 0.1729x|x|) 0.0007347 G + 1.037 \right] \\ \left[1.157 - 0.869x \right] \left[0.2664 + \exp(-124.1D) \right] \left[0.8258 + 3.41 \times 10^{-4} (h_{L,SAT} - h_e) \right] \quad (2.32)$$

avec la pression p en kPa.

Les conditions d'utilisation de cette formule sont :

- une pression p comprise entre 70 et 160 bar,
- un diamètre hydraulique D compris entre 0.5 et 1.8 cm,
- un titre thermodynamique compris entre -0.15 et $+0.15$,
- une vitesse massique G comprise entre 1356 et 6780 kg/m² s,
- et l'enthalpie à l'entrée doit être supérieure à 928 kJ/kg.

Bowring [22] (1972) a établi la relation du flux critique suivante :

$$\phi_{CRIT} = \frac{A + D G C p_L (\Delta T_{SUB})_i / 4}{C + z} \quad (2.33)$$

Les grandeurs A et C sont définies par les relations suivantes :

$$A = \frac{0.5793 D G i_{LG} F_1}{1.0 + 0.0143 F_2 D^{0.5} G} \quad C = \frac{0.077 F_3 D G}{1.0 + 0.347 F_4 (G/1356)^n} \quad (2.34)$$

Avec $n = 2.0 - 0.00725 p$. Les grandeurs F_1 , F_2 , F_3 et F_4 sont des fonctions de la pression, données sous forme de table [11].

La corrélation de Bowring ne doit pas être employée en dehors des gammes de paramètres pour laquelle elle a été établie, à savoir :

- un écoulement eau-vapeur ascendant dans un tube vertical,
- une pression p de 2 à 190 bar,
- un diamètre D du tube chauffant compris entre 2 et 45 mm,
- une longueur z du tube chauffant comprise entre 0.15 et 3.70 m,
- une vitesse massique G comprise entre 136 et 18600 kg/m² s.

L'erreur quadratique moyenne de cette corrélation par rapport à l'ensemble des résultats expérimentaux disponibles est de 7 %.

Drescher et Köhler(1981)

En comparant les résultats d'une série de 3000 expériences, incluant celles des Russes, Drescher et Köhler[23] ont développé, à faible titre, la corrélation de flux critique suivante :

$$\phi_{CRIT} = (10.3 - 17.5 p^* + 8 p^{*2}) \left(\frac{8.10^{-3}}{D} \right)^{1/2} \left(\frac{G}{1000} \right)^{0.68 p^* - 1.2 x - 0.3} e^{-1.5x} \quad (2.35)$$

Avec $p^* = p/p_{cr}$ et ϕ_{CRIT} en MW/m^2 . Et le domaine d'application est le suivant :

- une pression p comprise entre 29 et 196 bar ($0.13 \leq p^* \leq 0.89$),
- un diamètre D du tube chauffant compris entre 4 et 25 mm,
- une sous saturation à l'entrée comprise entre 0 et 75 °K,
- une vitesse massique G comprise entre 500 et 5000 $kg/m^2 s$.

Groeneveld [24] (1982) : Une autre méthode empirique consiste à tabuler les valeurs du flux critique en fonction de la pression p , de la vitesse massique G et du titre thermodynamique à la sortie du tube. Des facteurs de corrections sont également proposés pour tenir compte du diamètre D du tube et de la longueur z du tube chauffant.

2.6. Région à déficit liquide

Dans cette région (fig. 2.2), le flux de chaleur à la paroi est comme étant la somme de deux composantes : l'une est associée à l'évaporation des gouttelettes liquide, $\phi_L(z)$, et l'autre à la surchauffe de la vapeur $\phi_G(z)$.

$$\phi(z) = \phi_L(z) + \phi_G(z) \quad (2.36)$$

Le rapport ($\varepsilon = \phi(z)/\phi_G(z)$) de ces composantes est donné par la corrélation de Plummer et al. (1974) [25]:

$$\varepsilon = 0.402 + 0.0674 \ln \left[G \left(\frac{D}{\rho_G \sigma} \right)^{0.5} (1 - x_{CRIT})^5 \right] \quad (2.37)$$

Le titre réel, $x^*(z)$, en fonction de la longueur du canal (fig. 2.2) est donné par :

$$x^* = x_{CRIT} + \frac{4 \varepsilon \phi}{G D i_{LG}} (z - z_{CRIT}) \quad (2.38)$$

pour $z < z^*$, et z^* est donné par :

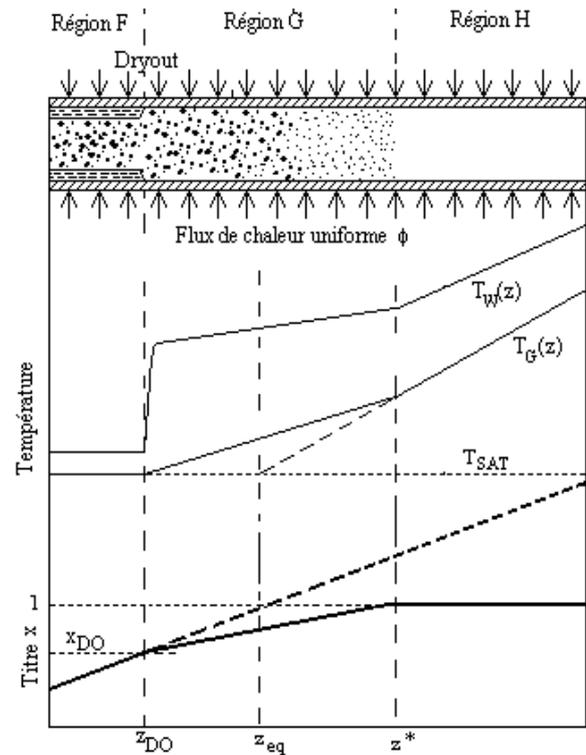


Figure 2.2. Évolution des températures et du titre en fonction de la longueur dans la région déficitaire en liquide [3]

$$z^* = \frac{G Di_{LG}}{4 \varepsilon \phi} (1 - x_{CRIT}) + z_{CRIT} \quad (2.39)$$

La température moyenne de la vapeur $T_G(z)$ est donnée par :

$$T_G(z) = T_{SAT} + \frac{4(1 - \varepsilon)\phi(z - z_{CRIT})}{G C p_G D} \quad z < z^* \quad (2.40)$$

$$T_G(z) = T_{SAT} + \frac{4\phi(z - z_{EQ})}{G C p_G D} \quad z > z^* \quad (2.41)$$

Le coefficient d'échange est donné par la corrélation de Groeneveld [26] :

$$Nu_G = \frac{h_G D}{k_G} = 0.00327 \left\{ Re_G \left[x + \frac{\rho_G}{\rho_L} (1 - x) \right] \right\}^{0.9} Pr_G Y^{-1.5} \quad (2.42)$$

avec $Re_G = G x D / \mu_G$

$$Y = 1 - 0.1 \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} - 1 \right)^{0.4} (1 - x)^{0.4}$$

En connaissant le coefficient d'échange et la température moyenne de la vapeur, la température de la paroi est déterminée à l'aide de l'équation (2.2).

Le domaine de validité de la corrélation de Groeneveld est le suivant :

Tableau 2.1. Domaine de validité de la corrélation de Groeneveld

	Range of data on which correlations are based	
	Geometry	
	Tube	Annulus
Flow direction	Vertical and horizontal	Vertical
D_* , cm	0.25 to 2.5	0.15 to 0.63
p , bar	68 to 215	34 to 100
G kg/m ² s	700 to 5300	800 to 4100
x , fraction by weight	0.10 to 0.90	0.10 to 0.90
ϕ , kW/m ²	120 to 2100	450 to 2250
Nu_s	95 to 1770	160 to 640
$Re_s(x + (1 - x)\rho_s/\rho_l)$	6.6×10^4 to 1.3×10^6	1.0×10^5 to 3.9×10^5
Pr_w	0.88 to 2.21	0.91 to 1.22
Y	0.706 to 0.976	0.610 to 0.963

Une autre corrélation recommandée dans le document technique de l'AIEA est proposée par Miroplowski [27] dont le domaine de validité est le suivant :

$$P = 4 - 22 \text{ MPa,}$$

$$G = 0.4 - 2 \text{ Mg m}^{-2}\text{s}^{-1}$$

$$\text{Et avec } \frac{\rho_w}{\rho_G} = 0.5 - 0.9$$

$$\text{Où } Re_G = 10^5 - 2 \times 10^6$$

La relation proposée par Miropolsky donnant le nombre Nusselt s'écrit :

$$Nu_v = \frac{h_G D}{k_G} = 0.028 Re_G^{0.8} \cdot Pr_G^{0.4} \left(\frac{\rho_w}{\rho_G} \right)^{1.15} \quad (2.43)$$

Où :

$$Re_G = \frac{G \cdot X \cdot D}{\mu_G}$$

En raison de la prolifération des méthodes de prédiction (actuellement il y a plus de 20 modèles et plus de 50 corrélations), des techniques de tables sont récemment proposées. Cette technique ou méthode de table (lookup table) a été très largement utilisée pour la prédiction du flux thermique critique. Trois techniques distinctes sont proposées par l'AECL, l'IPPE et le CIAE (China Institut of Atomic Energy).

La table de l'IPPE :

Cette table a été proposée par les chercheurs Russes de l'IPPE [28]. Les données expérimentales du coefficient d'échange ont été tabulées en fonction de la pression p , de la vitesse massique G , et du titre thermodynamique x .

Les valeurs discrètes du coefficient d'échange sont données pour :

- 15 pressions allant de 1 bar à 200bars.
- 7 vitesses massiques allant de 250 à 3000 kg/m²s.
- 25 titres thermodynamiques allant de -0.2 à 2.2.
- 3 densités de flux thermique allant de 0.2 à 1.04 W/m².

Au total 7875 (25*3*7*15) valeurs discrètes de coefficient d'échange sont données dans la table IPPE. Un extrait de la table IPPE pour une pression de 1 bar est donné dans le Tableau 2.2.

La table de l'AECL :

Une autre table similaire a été proposée par l'AECL [29]. Les plages des paramètres (P, G, X , et flux) sont différentes. La table de l'AECL peut être utilisée pour la prédiction du coefficient d'échange de l'ébullition en film en vase clos ($G=0$). Les valeurs discrètes du coefficient d'échange sont données pour :

- 13 pressions allant de 1 à 200 bars.
- 13 vitesses massiques allant de 0 à 7000 kg/m²s.
- 12 titres thermodynamiques allant de -0.2 à 1.20.
- 10 densités de flux thermiques allant de 50 à 3000 kW/m².

Au total 20280 (13*13*12*10) valeurs discrètes de coefficient d'échange sont données dans la table de l'AECL. Un extrait de la table pour une pression de 1 bar est donné dans le tableau 2.3.

La méthode CIAE [30]

Dans cette méthode, le facteur de déséquilibre thermique de Plummer s'écrit comme suit :

$$k = \frac{X_a - X_c}{X_e - X_c} \tag{2.44}$$

Où :

$$k = k_0 k_D k_x k_q$$

Avec k_D , k_x et k_q sont des facteurs de correction tenant compte respectivement de l'effet du diamètre du titre et du flux.

$$k_d = \left(\frac{D}{0.008} \right)^{0.26}$$

Le facteur k_0 est fonction de P, de G et du titre critique. Il est donné dans la table du Tableau 2.4.

La température de la vapeur est calculée à l'aide du bilan thermique :

$$T_G = T_{SAT} + \left(\frac{Xe}{Xa} - 1 \right) \left(\frac{i_{LG}}{Cp_G} \right)$$

Tableau 2.2. Extrait de la table de l'IPPE [28]

P MPa	G kg/m ² s	q MW/m ²	X												
			-0.2	-0.1	0.0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
0.1	250	0.2	0.42g	0.37g	0.24g	0.19g	0.19g	0.22g	0.25g	0.28g	0.32g	0.30a	0.28s	0.19s	0.14a
		0.6	0.60g	0.53g	0.50g	0.45g	0.43g	0.45g	0.47g	0.49g	0.52g	0.56g	0.61g	0.56a	0.43a
		1.0	1.18g	0.95g	0.75g	0.71g	0.72g	0.72g	0.72g	0.74g	0.76g	0.77g	0.82g	0.87g	0.71a
0.1	500	0.2	0.42g	0.37g	0.24g	0.21g	0.26g	0.33g	0.42g	0.31s	0.18s	0.13a	0.11a	0.10a	0.09a
		0.6	0.60g	0.53g	0.50g	0.45g	0.46g	0.53g	0.60g	0.68g	0.52a	0.37a	0.29a	0.24a	0.21a
		1.0	1.18g	0.95g	0.75g	0.72g	0.72g	0.75g	0.78g	0.86g	0.85a	0.60a	0.47a	0.38a	0.33a
0.1	750	0.2	0.42g	0.37g	0.24g	0.26g	0.40g	0.51g	0.26s	0.16s	0.13a	0.12a	0.11a	0.10a	0.10a
		0.6	0.60g	0.53g	0.50g	0.46g	0.56g	0.69g	0.72a	0.41a	0.30a	0.25a	0.22a	0.20a	0.18a
		1.0	1.16g	0.95g	0.75g	0.72g	0.77g	0.87g	0.97g	0.67a	0.48a	0.38a	0.33a	0.29a	0.26a
0.1	1000	0.2	0.42g	0.37g	0.24g	0.32g	0.53g	0.34s	0.18s	0.15s	0.14s	0.14s	0.14s	0.14s	0.14s
		0.6	0.60g	0.53g	0.50g	0.47g	0.66g	0.55a	0.44a	0.31a	0.26a	0.24a	0.22a	0.20a	0.21a
		1.0	1.18g	0.95g	0.75g	0.72g	0.82g	0.99g	0.70a	0.48a	0.38a	0.33a	0.30a	0.29a	0.28a
0.1	1500	0.2	0.50g	0.37g	0.24g	0.24a	0.23a	0.23s	0.21s	0.22s	0.23s	0.24s	0.25s	0.24s	0.24s
		0.6	0.60g	0.53g	0.50g	0.49a	0.48a	0.48a	0.35a	0.32a	0.31a	0.32a	0.33a	0.33a	0.34a
		1.0	1.18g	0.95g	0.74g	0.76g	1.06g	0.73a	0.49a	0.42a	0.39a	0.39a	0.39a	0.39a	0.40a
0.1	2000	0.2	0.43g	0.37g	0.24g	0.30a	0.33s	0.34a	0.34a	0.35s	0.37s	0.38s	0.37s	0.36s	0.33s
		0.6	0.60g	0.53g	0.50a	0.47a	0.45a	0.44a	0.41a	0.43a	0.45s	0.48s	0.49s	0.50s	0.50s
		1.0	1.18g	0.95g	0.74g	0.65g	0.62a	0.58a	0.51a	0.50a	0.51a	0.54a	0.56a	0.57a	0.58a
0.1	3000	0.2	0.43g	0.37g	0.24g	0.34a	0.44s	0.56s	0.65s	0.70s	0.72s	0.70s	0.66s	0.59s	0.51s
		0.6	0.60g	0.53g	0.50g	0.55a	0.62s	0.64s	0.64s	0.74s	0.82s	0.88s	0.91s	0.91s	0.88s
		1.0	1.18g	0.95g	0.74g	0.73a	0.73a	0.73a	0.73a	0.79a	0.88s	0.95s	1.00s	1.03s	1.03s

P MPa	G kg/m ² s	q MW/m ²	X												
			1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7	1.8	1.9	2.0	2.1	2.2	
0.1	250	0.2	0.12a	0.10a	0.09a	0.08a	0.07a	0.07a	0.06a	0.06a	0.05a	0.05a	0.05a	0.05a	0.05a
		0.6	0.35a	0.29a	0.25a	0.22a	0.20a	0.18a	0.17a	0.15a	0.14a	0.13a	0.13a	0.12a	0.12a
		1.0	0.58a	0.49a	0.42a	0.37a	0.33a	0.30a	0.27a	0.25a	0.23a	0.22a	0.20a	0.19a	0.19a
0.1	500	0.2	0.08a	0.08a	0.07a	0.07a	0.07a	0.07a	0.06a						
		0.6	0.19a	0.17a	0.16a	0.15a	0.14a	0.13a	0.13a	0.12a	0.12a	0.12a	0.11a	0.11a	
		1.0	0.29a	0.26a	0.24a	0.22a	0.21a	0.20a	0.19a	0.18a	0.17a	0.17a	0.16a	0.16a	
0.1	750	0.2	0.10a	0.10a	0.10a	0.10a	0.09a	0.09a	0.09a	0.09a	0.08a	0.08a	0.08a	0.07a	0.07a
		0.6	0.18a	0.17a	0.17a	0.16a	0.16a	0.16a	0.16a	0.15a	0.15a	0.15a	0.15a	0.15a	
		1.0	0.25a	0.23a	0.22a	0.22a	0.21a	0.21a	0.20a	0.20a	0.20a	0.20a	0.20a	0.19a	
0.1	1000	0.2	0.14s	0.14s	0.13s	0.13s	0.12s	0.12a	0.11a	0.10a	0.10a	0.09a	0.08a	0.08a	
		0.6	0.21a	0.21a	0.21a	0.21a	0.21a	0.21a	0.20a	0.20a	0.20a	0.19a	0.19a	0.18a	
		1.0	0.27a	0.27a	0.26a	0.25a	0.25a								
0.1	1500	0.2	0.22s	0.21s	0.19s	0.18s	0.14s	0.14s	0.13s	0.12s	0.10a	0.10a	0.09a	0.08a	
		0.6	0.34a	0.34a	0.33a	0.33a	0.32a	0.31a	0.29a	0.28a	0.27a	0.25a	0.24a	0.23a	
		1.0	0.40a	0.41a	0.41a	0.41a	0.40a	0.40a	0.39a	0.38a	0.37a	0.36a	0.35a	0.34a	
0.1	2000	0.2	0.30s	0.27s	0.24s	0.20s	0.18s	0.15s	0.13s	0.12s	0.11a	0.10a	0.09a	0.08a	
		0.6	0.49s	0.48s	0.46s	0.43s	0.41s	0.38s	0.35a	0.33a	0.30a	0.28a	0.26a	0.24a	
		1.0	0.59a	0.58a	0.58a	0.56a	0.55a	0.53a	0.50a	0.48a	0.45a	0.43a	0.40a	0.38a	
0.1	3000	0.2	0.42s	0.34s	0.27s	0.22s	0.18s	0.15s	0.13s	0.12s	0.11a	0.09a	0.09a	0.08a	
		0.6	0.78s	0.71s	0.64s	0.57s	0.50s	0.44s	0.39s	0.35a	0.31a	0.28a	0.26a	0.24a	
		1.0	0.98s	0.93s	0.87s	0.81s	0.74s	0.68s	0.62a	0.56a	0.51a	0.47a	0.43a	0.40a	

La température de paroi se déduit donc :

$$T_G = T_{SAT} + \frac{q}{(h_c + h_r)}$$

Avec h_c est donné par Chen &Chen (1996) [30]

$$h_c = Nu_{fo} F \frac{k_G}{D}$$

Le facteur F est donné par la relation suivante :

$$F = 1 + 2.32(1 + 0.01)e^{-12X_a}$$

Où la pression P est en bar et les propriétés thermophysiques sont évaluées à la température du film donnée par :

$$T_f = 0.5(T_w + T_G)$$

La méthode de Chen & Chen rapportée dans le document technique de l’AIEA et elle est donnée en Annexe B.

Tableau 2.3. Extrait de la table de l’AECL [29]

P	G	Xe	q (kW m-2)									
			50	100	150	200	400	600	800	1000	2000	3000
(kPa)	(kg m-2 s-1)	(-)	Heat Transfer Coefficient (kW m-2 K-2)									
100	0	-0.20	0.174	0.205	0.237	0.269	0.400	0.531	0.664	0.803	1.502	2.189
100	0	-0.10	0.173	0.203	0.226	0.252	0.368	0.484	0.602	0.726	1.345	1.954
100	0	-0.05	0.161	0.185	0.218	0.238	0.347	0.463	0.580	0.704	1.324	1.934
100	0	0.00	0.142	0.162	0.192	0.218	0.320	0.440	0.560	0.687	1.321	1.931
100	0	0.05	0.101	0.124	0.153	0.182	0.294	0.422	0.546	0.674	1.319	1.929
100	0	0.10	0.069	0.096	0.130	0.157	0.284	0.410	0.537	0.667	1.316	1.926
100	0	0.20	0.046	0.065	0.097	0.130	0.264	0.394	0.524	0.654	1.307	1.920
100	0	0.40	0.046	0.065	0.090	0.128	0.259	0.389	0.518	0.649	1.303	1.918
100	0	0.60	0.068	0.094	0.125	0.155	0.279	0.403	0.527	0.657	1.305	1.922
100	0	0.80	0.079	0.107	0.137	0.166	0.288	0.409	0.532	0.661	1.305	1.939
100	0	1.00	0.071	0.101	0.133	0.162	0.286	0.408	0.530	0.660	1.300	1.937
100	0	1.20	0.057	0.078	0.109	0.139	0.266	0.392	0.519	0.649	1.299	1.936
100	50	-0.20	0.222	0.251	0.279	0.307	0.414	0.522	0.628	0.726	1.207	1.709
100	50	-0.10	0.218	0.243	0.271	0.295	0.382	0.471	0.559	0.643	1.051	1.477
100	50	-0.05	0.180	0.208	0.241	0.257	0.343	0.423	0.506	0.584	0.961	1.357
100	50	0.00	0.129	0.153	0.177	0.198	0.288	0.371	0.455	0.531	0.904	1.296
100	50	0.05	0.087	0.112	0.133	0.155	0.252	0.336	0.423	0.499	0.873	1.268
100	50	0.10	0.068	0.093	0.116	0.140	0.235	0.322	0.409	0.485	0.862	1.260
100	50	0.20	0.056	0.083	0.113	0.137	0.230	0.315	0.399	0.476	0.857	1.257
100	50	0.40	0.081	0.112	0.134	0.156	0.235	0.319	0.399	0.477	0.854	1.251
100	50	0.60	0.105	0.127	0.150	0.170	0.252	0.335	0.415	0.494	0.874	1.273
100	50	0.80	0.118	0.139	0.168	0.188	0.271	0.356	0.440	0.519	0.906	1.312
100	50	1.00	0.136	0.157	0.187	0.211	0.298	0.386	0.473	0.553	0.949	1.365
100	50	1.20	0.202	0.221	0.242	0.264	0.346	0.431	0.516	0.596	0.991	1.404

Tableau 2.4. Table donnant la valeur de k_0 de la méthode de Chen&Chen []

TABLE VI.1 THE TABLE OF NON-EQUILIBRIUM FACTORS “ k_0 ” OF CHEN AND CHEN (1998)

P (MPa)	G (kg/m ² s)	X_{cr}							
		0.0	0.05	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
0.1	25	0.68	0.58	0.44	0.31	0.28	0.26	0.18	0.0
	50	0.69	0.59	0.45	0.42	0.48	0.36	0.25	0.0
	100	0.74	0.63	0.60	0.64	0.68	0.56	0.44	0.0
	200	0.78	0.73	0.75	0.78	0.77	0.74	0.60	0.0
	400	0.81	0.81	0.86	0.89	0.90	0.89	0.81	0.0
	600	0.82	0.88	0.92	0.94	0.96	0.95	0.90	0.0
	1000	0.83	0.92	0.96	0.98	0.98	0.98	0.97	0.0
0.3	1500	0.84	0.96	0.98	0.99	0.99	0.99	0.98	0.0
	25	0.72	0.60	0.45	0.40	0.31	0.17	0.10	0.0
	50	0.74	0.61	0.46	0.43	0.36	0.30	0.16	0.0
	100	0.76	0.64	0.54	0.57	0.52	0.47	0.33	0.0
	200	0.78	0.71	0.66	0.70	0.68	0.63	0.47	0.0
	400	0.80	0.78	0.79	0.81	0.83	0.75	0.63	0.0
	600	0.82	0.80	0.84	0.88	0.90	0.86	0.75	0.0
0.5	1000	0.83	0.86	0.89	0.92	0.93	0.92	0.87	0.0
	1500	0.83	0.90	0.95	0.96	0.98	0.97	0.95	0.0
	25	0.74	0.56	0.44	0.35	0.29	0.23	0.12	0.0
	50	0.76	0.58	0.45	0.38	0.33	0.22	0.14	0.0
	100	0.78	0.60	0.50	0.44	0.40	0.36	0.26	0.0
	200	0.79	0.62	0.63	0.64	0.61	0.56	0.40	0.0
	400	0.80	0.67	0.65	0.77	0.74	0.70	0.54	0.0
1.0	600	0.81	0.80	0.81	0.83	0.83	0.80	0.67	0.0
	1000	0.82	0.84	0.86	0.89	0.90	0.88	0.78	0.0
	1500	0.82	0.87	0.92	0.94	0.95	0.94	0.89	0.0
	25	0.76	0.62	0.53	0.42	0.25	0.10	0.08	0.0
	50	0.77	0.63	0.56	0.46	0.28	0.14	0.09	0.0
	100	0.79	0.66	0.58	0.53	0.33	0.22	0.13	0.0
	200	0.80	0.66	0.60	0.50	0.45	0.38	0.25	0.0
2.0	400	0.80	0.68	0.66	0.65	0.62	0.56	0.40	0.0
	600	0.80	0.77	0.74	0.73	0.71	0.63	0.45	0.0
	1000	0.81	0.80	0.79	0.82	0.80	0.73	0.57	0.0
	1500	0.82	0.84	0.85	0.87	0.84	0.82	0.70	0.0
	25								
	50	0.81	0.68	0.65	0.54				
	100	0.81	0.71	0.68	0.62	0.32	0.16	0.08	0.0
4.0	200	0.81	0.69	0.65	0.53	0.35	0.28	0.16	0.0
	400	0.81	0.70	0.68	0.56	0.52	0.44	0.29	0.0
	600	0.82	0.73	0.71	0.64	0.61	0.53	0.36	0.0
	1000	0.83	0.74	0.74	0.74	0.71	0.65	0.47	0.0
	1500	0.83	0.81	0.80	0.80	0.80	0.71	0.55	0.0
	25								
	50								
6.0	100	0.81	0.72	0.62	0.45	0.30	0.21	0.08	0.0
	200	0.81	0.72	0.63	0.50	0.34	0.26	0.14	0.0
	400	0.82	0.72	0.63	0.55	0.49	0.41	0.26	0.0
	600	0.83	0.77	0.73	0.61	0.56	0.48	0.33	0.0
	1000	0.83	0.78	0.76	0.71	0.70	0.60	0.42	0.0
	1500	0.84	0.79	0.78	0.78	0.77	0.69	0.53	0.0
	25								
50									
6.0	100	0.81	0.72	0.63	0.45	0.35	0.20	0.11	0.0
	200	0.82	0.73	0.64	0.52	0.42	0.25	0.14	0.0
	400	0.82	0.76	0.67	0.55	0.51	0.39	0.26	0.0
	600	0.83	0.77	0.70	0.60	0.58	0.48	0.31	0.0
	1000	0.84	0.78	0.74	0.69	0.68	0.61	0.43	0.0
1500	0.84	0.80	0.77	0.76	0.74	0.68	0.53	0.0	

2.7. Région simple phase vapeur

Dans cette région, 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 décrites précédemment au paragraphe 2.2

Chapitre 3 : Résultats et discussion

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats obtenus par notre programme de calcul rédigé en Fortran dans le cas de plusieurs sections d'essai constituées d'un tube vertical chauffé uniformément installé dans une boucle thermohydraulique et où la crise d'ébullition a eu lieu. Les données expérimentales en question sont tirées de l'article de Kim et al [31]. Les données géométriques et les paramètres thermohydrauliques des neuf cas testés sont résumés dans le tableau 3.1 ci après :

Tableau 3.1. Données expérimentales de flux thermique critique [31]

Cas	P (MPa)	G (kg/m ² s)	T _{in} (°C)	D (mm)	L (m)	L/D (-)	CHF (MW/m ²)	X _{CHF} (-)
1	0.107	60	31.1	8	0.4	50	0.526	0.647
2	0.201	100	37.8	8	0.5	62.5	0.644	0.595
3	0.108	59	59.6	8	0.6	75	0.362	0.738
4	0.108	60	59.1	8	0.8	100	0.283	0.7580
5	0.107	61	82.2	8	1.0	125	0.201	0.695
6	0.107	60	82.2	8	1.2	150	0.199	0.847
7	0.106	60	81.5	8	1.4	175	0.152	0.750
8	0.107	61	82.0	8	1.6	200	0.145	0.807
9	0.107	61	83.2	8	1.765	220.625	0.137	0.845

3.1. Description succincte du programme élaboré

Le programme de calcul fait appel à trois méthodes de prédiction du coefficient d'échange de chaleur. Les deux premières méthodes sont basées sur la technique de table présentées par l'AECL et l'IPPE. La troisième est développée par l'Institut de l'Energie Atomique de Chine (CIAE : China Institute of Atomic Energy). L'organigramme du programme principal est décrit dans la figure 3.1 et l'organigramme du sous programme de la méthode CIAE dans la figure 3.2.

Le programme principal s'occupe de la lecture des données d'entrées et ordonne l'ouverture d'un fichier output à créer. Les sorties du programme sont stockées dans ce dernier et les résultats sont présentés comme suit :

TITRE	Z_POSTCHF	ZTOTAL	HTC_AECL	HTC_IPPE	HTC_MIRO	HTC_CIAE	HTC_GROE	POWER
0.846	0.000	1.765	0.177	0.195	0.061	0.345	3.354	6077.
0.881	0.071	1.836	0.182	0.161	0.067	0.241	NaN	6322.
0.917	0.142	1.907	0.186	0.136	0.072	0.244	NaN	6567.
0.952	0.213	1.978	0.191	0.120	0.053	0.253	NaN	6811.
0.987	0.284	2.049	0.195	0.104	0.059	0.268	NaN	7056.
1.023	0.355	2.120	0.206	0.096	0.065	0.288	NaN	7301.
1.058	0.426	2.191	0.219	0.092	0.055	0.311	NaN	7545.
1.094	0.497	2.262	0.233	0.087	0.060	0.337	NaN	7790.
1.129	0.569	2.334	0.246	0.082	0.068	0.367	NaN	8035.
1.165	0.640	2.405	0.260	0.077	0.062	0.401	NaN	8279.
1.200	0.711	2.476	0.273	0.072	0.070	0.437	NaN	8523.

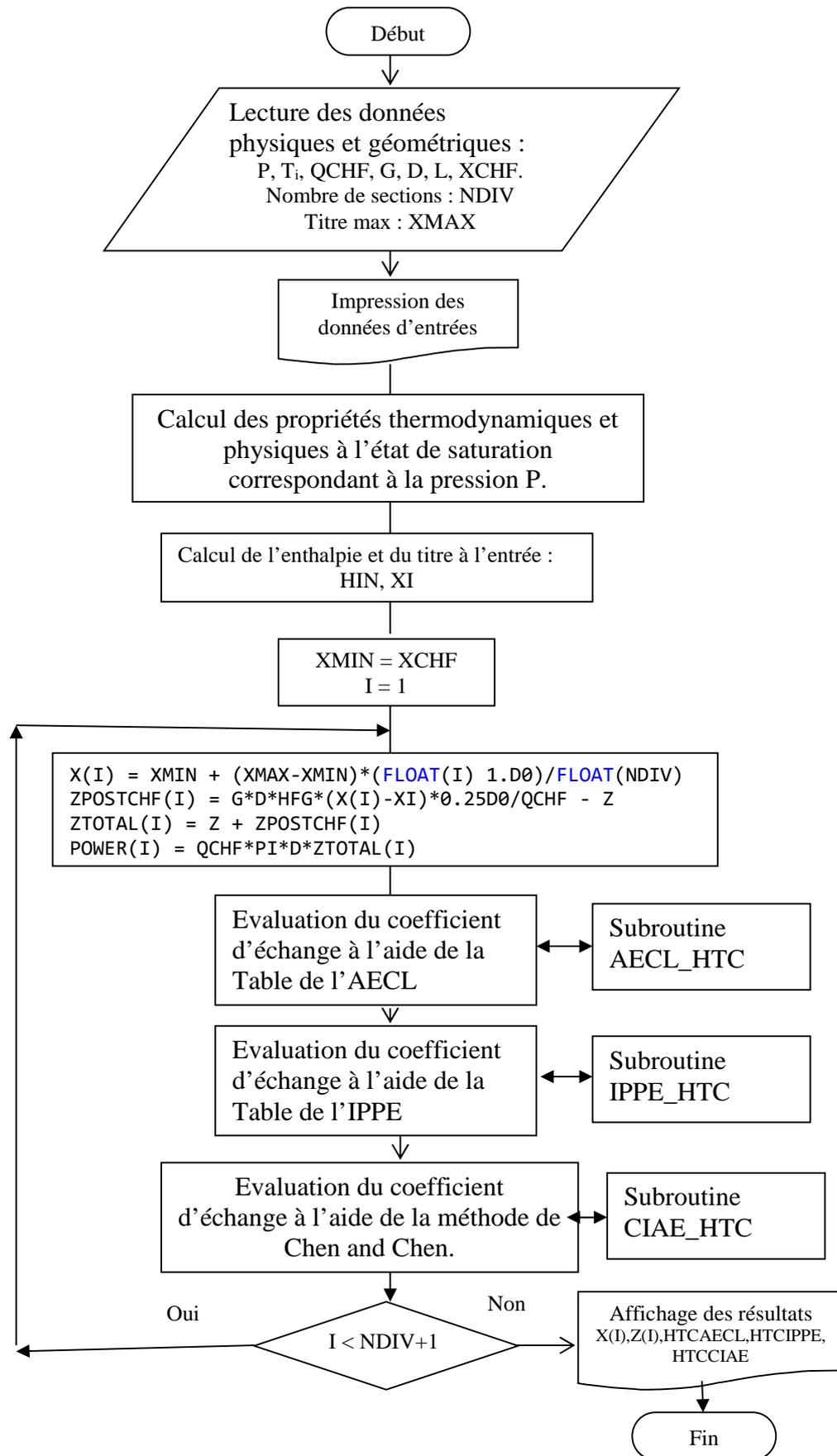


Fig. 3.1. Organigramme du programme principal

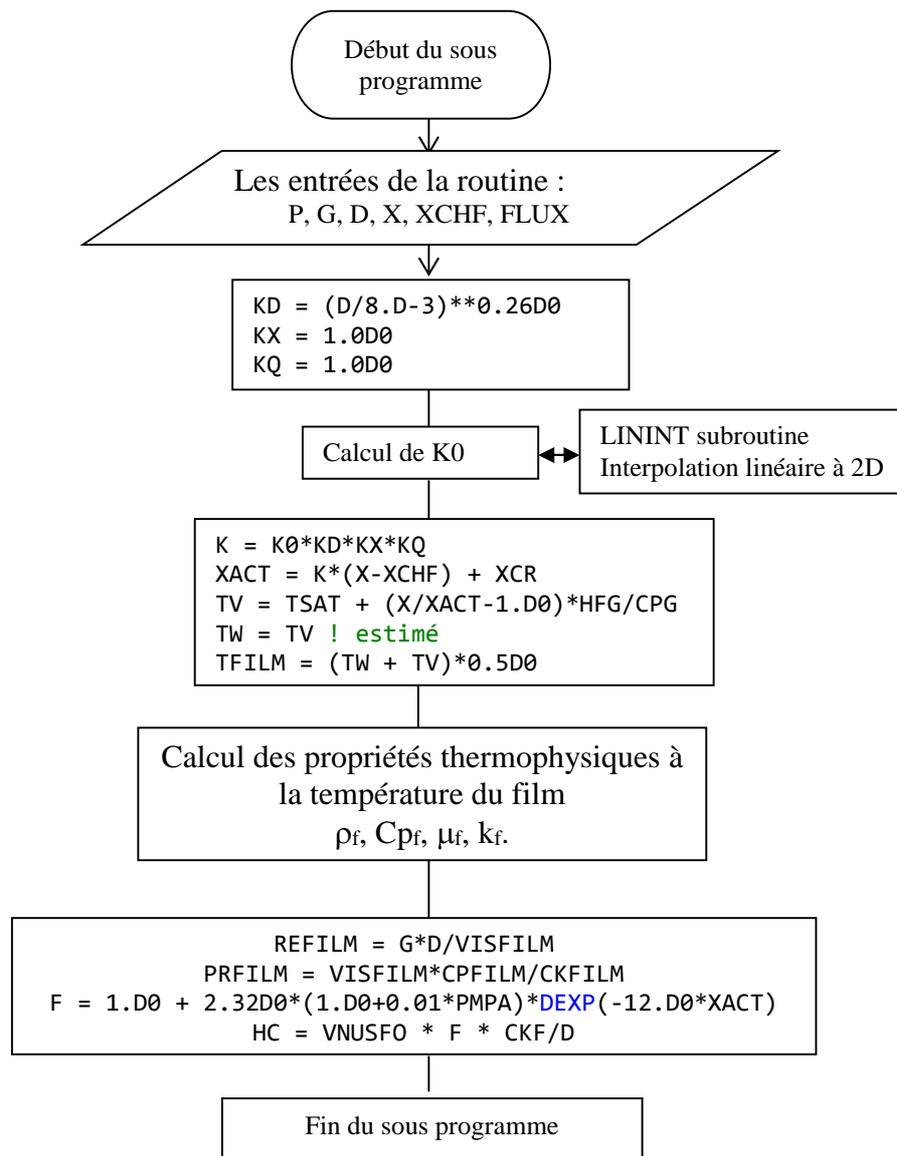


Fig. 3.2. Organigramme de la méthode de Chen&Chen (CIAE)

3.2. Evolution du coefficient d'échange en fonction de la longueur du tube

Sur les figures 3.3 et 3.4, on a représenté l'évolution du coefficient d'échange dans la région post-CHF pour des tubes de diamètre de 8 mm et neuf longueurs différentes. La figure 3.3 représente la variation du coefficient d'échange prédit par trois méthodes distinctes en fonction de la longueur et la figure 3.4 en fonction du titre thermodynamique. Sur ces figures, on peut remarquer que l'application de la méthode IPPE en dehors de son domaine de validité ($G < 250 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$), donne des résultats satisfaisants comparés à la méthode proposée par l'AECL pour des rapports L/D inférieurs à 75. Au-delà, les prédictions s'écartent et les valeurs ainsi évaluées sont sous estimées par à celles de la table AECL. Pour des titres thermodynamiques inférieurs à 0.9, région juste après avoir atteint le flux critique, les valeurs prédites par la méthode IPPE sont nettement supérieures à celles prédites par la méthode de l'AECL et pour des titres élevés, on observe le phénomène contraire.

Avec la méthode de Chen & Chen, on remarque que loin de la région critique, le coefficient d'échange évolue linéairement et les valeurs prédites sont supérieures à celles de la table AECL et ce quelque soit la longueur du tube. Les écarts se réduisent au fur à mesure que le rapport L/D augmente.

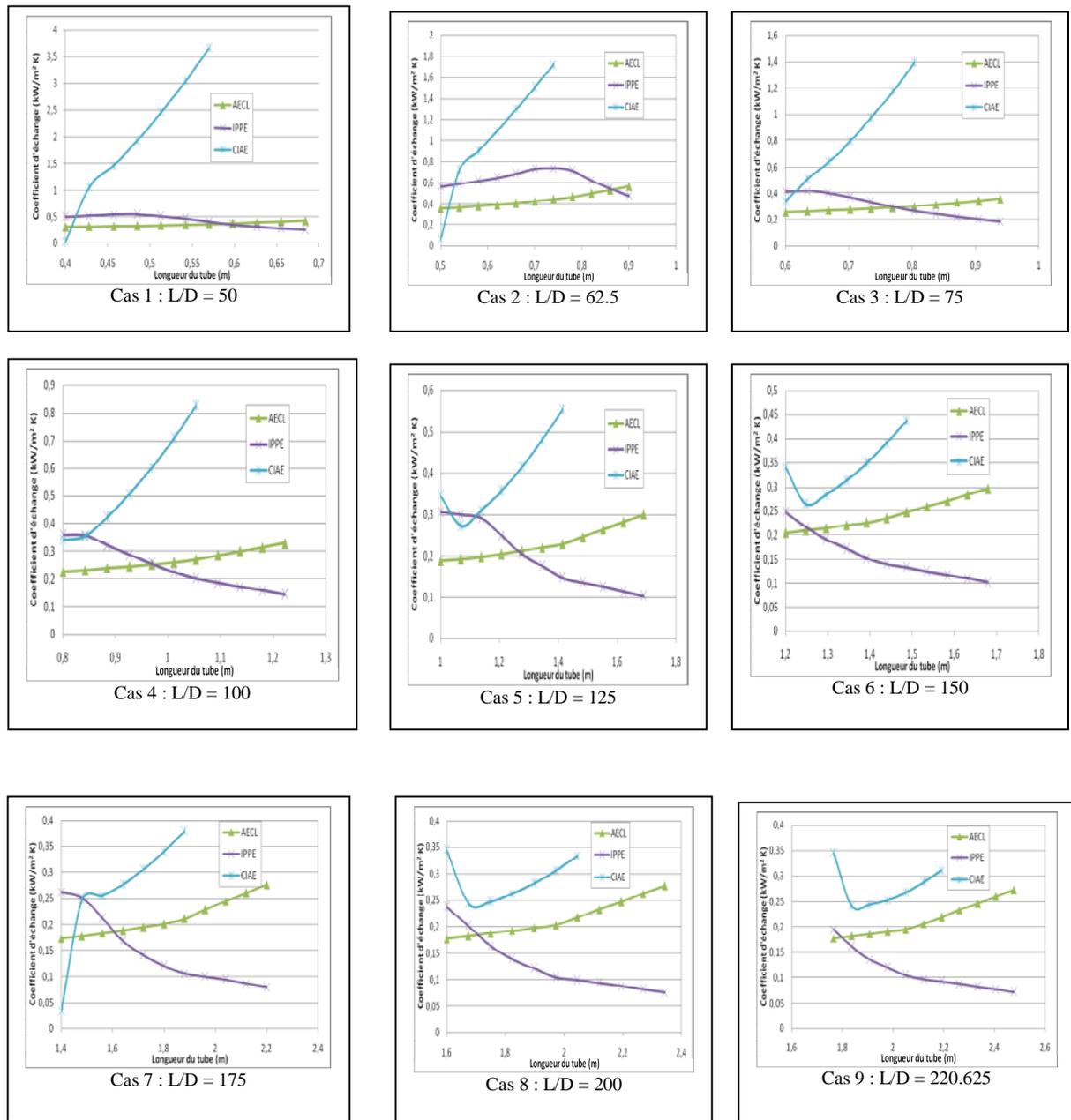


Fig. 3.3 Evolution du coefficient d'échange en ébullition en film en fonction de la longueur du tube pour différents rapports L/D

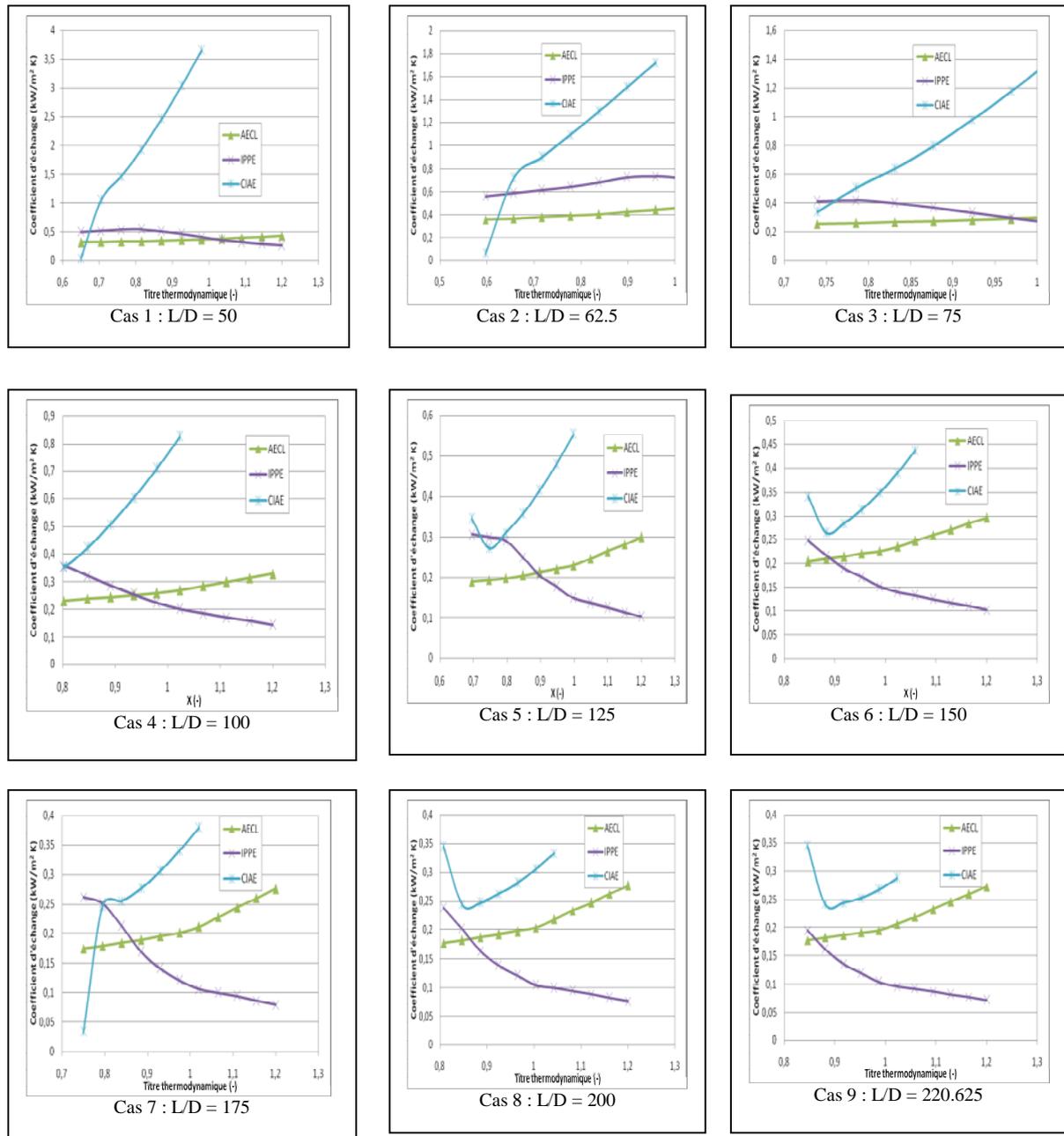


Fig. 3.4 Evolution du coefficient d'échange en ébullition en film en fonction du titre pour différents rapports L/D

Les allures des courbes obtenues avec la méthode de Chen & Chen sont de deux types. A faible rapport $L/D < 100$, le coefficient d'échange évolue de manière croissante. Pour des rapports L/D supérieurs à 100, l'allure de la courbe présente un minima en passant par une zone descendante que l'on peut attribuer à la zone d'ébullition de transition. Donc près de la zone où a lieu le flux critique, le modèle proposé par l'Institut Chinois de l'Energie Atomique prédit mieux le comportement ou l'allure de la courbe de Nukiyama appelée aussi courbe d'ébullition.

Conclusion

Pour mener à bien notre étude, une recherche bibliographique sur les méthodes de prédiction du coefficient d'échange lors de l'ébullition a été menée. Une attention particulière a été accordée à la région post-CHF c'est-à-dire à la région succédant les conditions critiques pour lesquelles la paroi chauffante n'est plus en contact avec le liquide.

Un programme rédigé en langage fortran a été mis au point. Ce dernier permet d'évaluer le coefficient d'échange lors de l'ébullition de transition et de l'ébullition en film à l'aide de la méthode de Chen & Chen de l'institut Chinois de l'énergie atomique (CIAE). Trois méthodes de prédiction sont recommandées dans le document technique de l'Agence Internationale de l'Energie Atomique à savoir la méthode de l'IPPE proposée par les chercheurs Russes, la méthode de l'agence atomique du Canada (AECL) et la méthode du CIAE. Les résultats obtenus par la méthode CIAE ont été comparés avec les prédictions des méthodes de l'AECL et de l'IPPE pour neuf cas de tubes de diamètre 8 mm. Les rapports L/D (longueur sur le diamètre du tube) des cas étudiés qui sont rapportés par Kim et al, sont compris entre 50 et 220.

A travers cette étude, on a montré que l'application de la méthode de l'IPPE en dehors de son domaine de validité ($G < 250 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$), donne des résultats satisfaisants comparés à la méthode proposée par l'AECL pour des rapports L/D inférieurs à 75. Au-delà, les prédictions s'écartent et les valeurs ainsi évaluées sont sous estimées par rapport à celles de la table de l'AECL.

Les allures des courbes obtenues avec la méthode de Chen & Chen sont de deux types. A faible rapport L/D < 100 , le coefficient d'échange évolue de manière croissante. Pour des rapports L/D supérieurs à 100, l'allure de la courbe présente un minima en passant par une zone descendante caractéristique de la zone d'ébullition de transition. Donc près de la zone où a lieu le flux critique, le modèle proposé par l'Institut Chinois de l'Energie Atomique prédit mieux le comportement ou l'allure de la courbe d'ébullition.

En perspectives, il est souhaitable de tester le programme sur l'ensemble des données expérimentales de CHF données par Kim et de comparer avec les coefficients d'échange rapportés par d'autres auteurs pour la validation et les conclusions à en tirer.

Le programme ainsi élaboré peut être étendu à l'utilisation d'autres formes géométriques (non circulaires), à des flux de chaleur non uniformes et à des fluides autres que l'eau.

Références

- [1] Nukiyama, S. 'Maximum and minimum values of heat transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure. J. Soc. Mech. Eng. Jpn. 37 (1934)
- [2] Drew, Muller, 'The incipience of nucleate boiling in forced convection flow'. AICHE Journal, 12,(4),774-780, July 1966.
- [3] Document de l'AIEA : Agence internationale de l'énergie atomique (ou International Atomic Energy Agency).
- [4] Rohsenov, Choi, 1975, "The heat transfer surface technique", LOCA Heat Transfer Workshop, Idaho Falls, Idaho.
- [5] Dittus, F. W. and Boelter, L. M. K., Univ. Calif. (Berkeley) Pub. Eng., vol. 2, p. 443, (1930).
- [6] Davis, E. J. & Anderson G. H., 'The incipience of nucleate boiling in forced convection flow'. AICHE Journal, 12,(4),774-780, July 1966.
- [7] Saha, P. & Zuber, N. 'Point of net vapour generation and vapour void fraction in subcooled boiling'. Proc. of the 5th International Heat Transfer Conference, Tokyo. Paper B4.7 (1974).
- [8] Bowring, R. W., 'Physical Model, Based on Bubble Detachment, and Calculation of Steam Voidage in Subcooled Region of a Heated Channel', Institute of Atmoenergi, Halden Rept. HPR-10, 1962.
- [9] Jens, W. H. and Lottes, P. A., 'Analysis of heat transfer burnout, pressure drop and density data for high pressure water', ANL-4627, May (1951).
- [10] Thom, J. R. S. et al. 'Boiling in subcooled water during flow up heated tubes or annuli'. Paper 6 presented at the Symposium on Boiling Heat Transfer in Steam Generating Units and Heat Exchangers held in Manchester, ImechE (London) 15-16 Sept. (1965).
- [11] Groeneveld, D. C. & Snoek, C. W. , 'A comprehensive examination of heat transfer correlation suitable for reactor safety analysis', in Multiphase Science and Technology, Vol. 2 (1986) 181-274.
- [12] Shah, M. M., 'Chart correlation for saturated boiling heat transfer : Equations and further study. Trans. Am. Soc. Heating Refrig. Air Cond. Eng. (ASHRAE). Preprint no. 2676, (1982).
- [13] Chen, J. C. ' A correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow'. ASME preprint 63-HT-34 presented at 6th National Heat Transfer Conference, Boston, 11-14 Aug. (1963).
- [14] Forster, H. , K., Zuber, N. , 'Growth of a vapor bubble in superheated liquid', J. Appl. Phys., 25 pp. 474-478 (1954).

- [15] Gungor, K. E., Winterton, R. H. S., 'A general correlation for flow boiling in tubes and in annuli', *Int J. Heat Mass Transfer* 29 pp 351-358, (1986).
- [16] Steiner, D. & Taborek, J, 'Flow Boiling Heat Transfer in Vertical tubes Correlated by an Asymptotic Model', *heat transfer engineering*, vol. 13 no. 2, 1992.
- [17] Colebrook, C. K., 'Turbulent Flow in pipes with particular reference to the transition region between the smooth and rough pipes laws', *J. Inst. Civ. Eng. Lond.*, 133 – 156, 1938.
- [18] Kon'kov, H. , S., 'Experimental studies of the conditions under which heat exchange deteriorates when a steam-water mixture flows in heated tubes', *Teploenergetika* 12, 77 (1965)
- [19] L. Biasi et al. 'Studies on burnout. Part 3.' *Energia Nucleare*, 14 (9),530-536 (1967).
- [20] Alad'yev, I. G. et al. 'Heat transfer to boiling Potassium in uniformly heated tubes'. *Heat Transfer Research*, vol. 1, No. 4, July 1969, pp. 14 – 26.
- [21] Tong, L. ,S., 'Boiling crisis and critical heat flux', U. S. Atomic Energy Commission Report no. 28887, 1972.
- [22] Bowring, R. W., 'A simple but accurate round tube uniform heat flux, dryout correlation over the pressure range 0.7-17MN/m²'. *AEW-R 789* (1972)
- [23] Drescher, G. & W. Köhler, 'Die Ermittlung kritischer Siedezustände im gesamten Dampfgehaltsbereich für innendurchströmte Rohre'. *BWK* 33, No. 10 (1981).
- [24] Groeneveld, D. C., 'CHF predictions in vertical tubes', data item, *ESDU Report 86032* (1986).
- [25] Plummer, D., N., 'Post critical heat transfer to flowing liquid in a vertical tube', Ph. D. thesis, *Mass. Inst. Technol.* (1974).
- [26] Groeneveld, D. C. , 'Post-dryout heat transfer at reactor operating conditions'. Paper *AECL-4513* presented at the National Topical Meeting on Water Reactor Safety, ANS, Salt Lake City, Utah, 26-28 March (1973).
- [27] MIROPOLSKIY, Z.L., 1975, heat transfer to superheated steam at heat supply and heat removal", *Teploenergetika* 3, 75–78 (in Russian).
- [28] Kirillov, P.L., et al., 1996, *The Look-Up Table for Heat Transfer Coefficient in Post-Dryout Region for Water Flowing in Tubes (the 1996-Version)*, Preprint FEI-2525, Institute of Physics and Power Engineering, Obninsk (in Russian).
- [29] Groeneveld, D.C., Leung, L.K.H., 1989, "Tabular approach to predicting critical heat flux and post-dryout heat transfer", *Proc. 4th Int. Top. Mtg on Nuclear Reactors Thermalhydraulics, Karlsruhe*, Vol 1, 109–114.
- [30] Chen Y.Z., Chen, H.Y., Aug 1998, "A tabular method for prediction of the heat transfer during saturated film boiling of water in a vertical tube", *Proc. 11th Int. Heat Transfer Conf. Seoul, Rep. of Korea*.

[31] Kim, H.C., Baek W.P. and Chang S.H., 2000, Critical heat flux of water in vertical round tubes at low pressure and low flow conditions. Nucl. Eng. Des. 199, 49-73.

[32] Chen Y., Chen, H., 1996a, Forced convection heat transfer to steam in tubes with different diameters, Chinese J. Engineering Thermophysics **17** (107–110).

[-] IAEA, 2001., Thermohydraulic relationship for advanced water reactors, IAEA TECDOC-1203.

Annexe A

CIAE METHOD FOR DETERMINING FILMBOILING HEAT TRANSFER

The non-equilibrium factor is defined as [Plummer (1976)]:

$$k = \frac{X_a - X_c}{X_e - X_c}$$

and

$$k = k_0 k_d k_q k_x$$

where

k_d, k_q and k_x are the correction factors to account for the effects of tube diameter, heat flux and local quality, respectively.

$$k_d = \left(\frac{D}{0.008} \right)^{0.26}$$

The k_0 is a function of P, G and X_0 and its values are obtained from the calculation on the mechanistic model [Chen and Chen (1994)] and provided in this appendix in tabular form.

Then the vapour temperature is calculated by the heat balance equation:

$$T_v = T_s + \left[\frac{X_e}{X_a} - 1 \right] \frac{H_{fg}}{c_{p_g}}$$

Finally, the wall temperature is obtained by:

$$T_w = T_v + \frac{q}{(h_c + h_r)}$$

with

$$h_c = Nu_{f0} F \frac{\lambda_g}{D}$$

and

$$Nu_{f0} = 0.0175 \cdot Re_f^{0.812} Pr_f^{0.333} \text{ [Chen and Chen (1996a)].}$$

$$F = 1 + 2.32(1 + 0.01P)e^{-12X_d}$$

where the subscript f refers to properties evaluated at the film temperature, $T_f = \frac{1}{2}(T_w + T_v)$ and P is in bar.

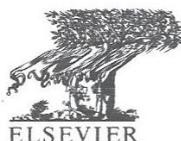
The non-equilibrium is primarily determined by the inlet flow condition, as accounted by the k_0 , but the effect of P and X are less important. With $K_q = 1$ and $K_x = 1$ and without considering the radiation heat transfer ($h_r = 0$). 2192 CIAE film boiling data ($L > 0.1\text{m}$ and $We = \frac{(G \cdot X)^2 D}{\rho_g \sigma} > 10$) are calculated for the wall temperature with an average error of 1.4% and a RMS error of 7.2%.

[Chen and Chen (1996a)][32]

TABLE VI.I. THE TABLE OF NON-EQUILIBRIUM FACTORS “ k_0 ” OF CHEN AND CHEN (1998)

P (MPa)	G (kg/m ² s)	X_{cr}							
		0.0	0.05	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
0.1	25	0.68	0.58	0.44	0.31	0.28	0.26	0.18	0.0
	50	0.69	0.59	0.45	0.42	0.48	0.36	0.25	0.0
	100	0.74	0.63	0.60	0.64	0.68	0.56	0.44	0.0
	200	0.78	0.73	0.75	0.78	0.77	0.74	0.60	0.0
	400	0.81	0.81	0.86	0.89	0.90	0.89	0.81	0.0
	600	0.82	0.88	0.92	0.94	0.96	0.95	0.90	0.0
	1000	0.83	0.92	0.96	0.98	0.98	0.98	0.97	0.0
	1500	0.84	0.96	0.98	0.99	0.99	0.99	0.98	0.0
0.3	25	0.72	0.60	0.45	0.40	0.31	0.17	0.10	0.0
	50	0.74	0.61	0.46	0.43	0.36	0.30	0.16	0.0
	100	0.76	0.64	0.54	0.57	0.52	0.47	0.33	0.0
	200	0.78	0.71	0.66	0.70	0.68	0.63	0.47	0.0
	400	0.80	0.78	0.79	0.81	0.83	0.75	0.63	0.0
	600	0.82	0.80	0.84	0.88	0.90	0.86	0.75	0.0
	1000	0.83	0.86	0.89	0.92	0.93	0.92	0.87	0.0
	1500	0.83	0.90	0.95	0.96	0.98	0.97	0.95	0.0
0.5	25	0.74	0.56	0.44	0.35	0.29	0.23	0.12	0.0
	50	0.76	0.58	0.45	0.38	0.33	0.22	0.14	0.0
	100	0.78	0.60	0.50	0.44	0.40	0.36	0.26	0.0
	200	0.79	0.62	0.63	0.64	0.61	0.56	0.40	0.0
	400	0.80	0.67	0.65	0.77	0.74	0.70	0.54	0.0
	600	0.81	0.80	0.81	0.83	0.83	0.80	0.67	0.0
	1000	0.82	0.84	0.86	0.89	0.90	0.88	0.78	0.0
	1500	0.82	0.87	0.92	0.94	0.95	0.94	0.89	0.0
1.0	25	0.76	0.62	0.53	0.42	0.25	0.10	0.08	0.0
	50	0.77	0.63	0.56	0.46	0.28	0.14	0.09	0.0
	100	0.79	0.66	0.58	0.53	0.33	0.22	0.13	0.0
	200	0.80	0.66	0.60	0.50	0.45	0.38	0.25	0.0
	400	0.80	0.68	0.66	0.65	0.62	0.56	0.40	0.0
	600	0.80	0.77	0.74	0.73	0.71	0.63	0.45	0.0
	1000	0.81	0.80	0.79	0.82	0.80	0.73	0.57	0.0
	1500	0.82	0.84	0.85	0.87	0.84	0.82	0.70	0.0
2.0	25								
	50	0.81	0.68	0.65	0.54				
	100	0.81	0.71	0.68	0.62	0.32	0.16	0.08	0.0
	200	0.81	0.69	0.65	0.53	0.35	0.28	0.16	0.0
	400	0.81	0.70	0.68	0.56	0.52	0.44	0.29	0.0
	600	0.82	0.73	0.71	0.64	0.61	0.53	0.36	0.0
	1000	0.83	0.74	0.74	0.74	0.71	0.65	0.47	0.0
	1500	0.83	0.81	0.80	0.80	0.80	0.71	0.55	0.0
4.0	25								
	50								
	100	0.81	0.72	0.62	0.45	0.30	0.21	0.08	0.0
	200	0.81	0.72	0.63	0.50	0.34	0.26	0.14	0.0
	400	0.82	0.72	0.63	0.55	0.49	0.41	0.26	0.0
	600	0.83	0.77	0.73	0.61	0.56	0.48	0.33	0.0
	1000	0.83	0.78	0.76	0.71	0.70	0.60	0.42	0.0
	1500	0.84	0.79	0.78	0.78	0.77	0.69	0.53	0.0
6.0	25								
	50								
	100	0.81	0.72	0.63	0.45	0.35	0.20	0.11	0.0
	200	0.82	0.73	0.64	0.52	0.42	0.25	0.14	0.0
	400	0.82	0.76	0.67	0.55	0.51	0.39	0.26	0.0
	600	0.83	0.77	0.70	0.60	0.58	0.48	0.31	0.0
	1000	0.84	0.78	0.74	0.69	0.68	0.61	0.43	0.0
	1500	0.84	0.80	0.77	0.76	0.74	0.68	0.53	0.0

Annexe B



Nuclear Engineering and Design 199 (2000) 49–73

**Nuclear
Engineering
and Design**

www.elsevier.com/locate/nucengdes

Critical heat flux of water in vertical round tubes at low pressure and low flow conditions

Hong Chae Kim, Won-Pil Baek, Soon Heung Chang *

Department of Nuclear Engineering, Korea Advanced Institute of Science and Technology, 373-1 Kusong-dong, Yuseong-gu, Taejeon 305-701, South Korea

Abstract

An experimental study on critical heat flux (CHF) has been performed for water flow in vertical round tubes under low pressure and low flow (LPLF) conditions to provide a systematic data base and to investigate parametric trends. Totally 513 experimental data have been obtained with Inconel-625 tube test sections in the following conditions: diameter of 6, 8, 10 and 12 mm; heated length of 0.3 ~ 1.77 m; pressure of 106 ~ 951 kPa; mass flux of 20 ~ 277 kg m⁻² s⁻¹; and inlet subcooling of 50 ~ 654 kJ kg⁻¹, thermodynamic equilibrium critical quality of 0.323 ~ 1.251 and CHF of 108 ~ 1598 kW m⁻². Flow regime analysis based on Mishima & Ishii's flow regime map indicates that most of the CHF occurred due to liquid film dryout in annular-mist and annular flow regimes. Parametric trends are examined from two different points of view: fixed inlet conditions and fixed exit conditions. The parametric trends are generally consistent with previous understandings except for the complex effects of system pressure and tube diameter. Finally, several prediction models are assessed with the measured data; the typical mechanistic liquid film dryout model and empirical correlations of (Shah, M.M., 1987. Heat Fluid Flow 8 (4), 326–335; Baek, W.P., Kim, H.G., Chang, S.H., 1997. KAIST critical heat flux correlation for water flow in vertical round tubes, NUTHOS-5, Paper No. AA5) show good predictions. The measured CHF data are listed in Appendix B for future reference. © 2000 Published by Elsevier Science S.A. All rights reserved.

1. Introduction

The critical heat flux (CHF) condition causes a drastic reduction of heat transfer coefficient and sometimes involves a physical failure of the heated surface in heat flux-controlled systems. Understanding of the CHF phenomenon and reli-

able CHF prediction models are necessary to design various heat transfer units including nuclear reactors, fossil-fueled boilers, fusion devices, etc. The research on CHF has been extensively carried out over the last four decades, mainly with the development of water-cooled nuclear reactors. Now many aspects of the CHF phenomenon are well understood and reasonable prediction models have been developed. However, due to the complex nature of the phenomenon, CHF is still the subject of the most active research and the application area is steadily expanding.

* Corresponding author. Tel: +82-42-8693816; fax: +82-42-8693810.

E-mail address: shchang@sorak.kaist.ac.kr (S.H. Chang)

	D	L	P	G	h _i	x	Q _c		D	L	P	G	h _i	x	Q _c
	0.006	1.65	107	100	300	0.802	191		0.008	0.6	107	100	164	0.716	593
	0.006	1.65	107	149	300	0.795	283		0.008	0.6	108	100	294	0.690	616
275	0.006	1.65	299	100	435	0.795	196		0.008	0.6	108	149	158	0.619	771
	0.006	1.65	284	150	424	0.808	297		0.008	0.6	109	149	298	0.619	840
	0.006	1.65	508	101	520	0.779	198								
	0.006	1.65	510	150	518	0.785	296	Case 4	0.008	0.8	108	60	179	0.758	283
									0.008	0.8	109	61	261	0.722	288
293.33	0.006	1.76	305	100	132	0.823	163		0.008	0.8	108	100	165	0.743	460
	0.006	1.76	304	150	100	0.856	249		0.008	0.8	112	101	328	0.703	480
									0.008	0.8	107	147	157	0.663	607
	0.006	1.77	107	100	301	0.819	182		0.008	0.8	116	150	328	0.649	671
	0.006	1.77	107	125	308	0.784	219		0.008	0.8	122	200	325	0.582	817
	0.006	1.77	107	149	310	0.834	277		0.008	0.8	131	245	316	0.564	965
295.	0.006	1.77	307	99	435	0.777	178								
	0.006	1.77	302	100	442	0.796	184	Case 5	0.008	1	107	61	81	0.695	201
	0.006	1.77	306	151	442	0.802	278		0.008	1	107	59	177	0.734	216
	0.006	1.77	499	100	516	0.809	189		0.008	1	110	61	315	0.759	246
	0.006	1.77	504	150	514	0.801	280		0.008	1	108	101	59	0.774	364
									0.008	1	107	101	163	0.767	382
Case 1	0.008	0.4	107	60	295	0.647	526		0.008	1	107	100	309	0.786	416
	0.008	0.4	107	100	292	0.618	843		0.008	1	106	148	46	0.727	499
	0.008	0.4	108	149	277	0.532	1099		0.008	1	109	148	156	0.706	517
	0.008	0.4	109	199	286	0.458	1311		0.008	1	104	147	301	0.669	532
									0.008	1	122	177	352	0.624	620
Case 2	0.008	0.5	201	100	347	0.595	664		0.008	1	191	59	340	0.789	247
	0.008	0.5	205	148	350	0.616	1009		0.008	1	193	102	341	0.733	399
	0.008	0.5	205	198	349	0.553	1241		0.008	1	192	151	356	0.655	544
	0.008	0.5	304	60	355	0.397	290*		0.008	1	191	200	350	0.609	677
	0.008	0.5	304	99	349	0.664	706		0.008	1	292	60	176	0.769	222
	0.008	0.5	281	149	337	0.627	1010		0.008	1	288	61	345	0.759	241
	0.008	0.5	288	200	340	0.559	1243		0.008	1	303	60	450	0.771	253
	0.008	0.5	397	61	352	0.439	313*		0.008	1	314	100	84	0.829	376
	0.008	0.5	397	98	350	0.676	700		0.008	1	292	98	344	0.794	406
	0.008	0.5	406	148	358	0.685	1077		0.008	1	306	99	451	0.816	440
	0.008	0.5	397	200	350	0.592	1292		0.008	1	297	148	347	0.691	545
	0.008	0.5	491	99	345	0.753	765		0.008	1	304	148	443	0.750	612
	0.008	0.5	490	151	344	0.725	1130		0.008	1	305	198	440	0.645	727
	0.008	0.5	509	199	351	0.676	1414		0.008	1	296	204	351	0.624	693
	0.008	0.5	600	59	351	0.323	242*		0.008	1	299	237	340	0.559	733
	0.008	0.5	602	149	346	0.707	1085		0.008	1	403	61	354	0.779	245
	0.008	0.5	590	200	343	0.696	1440		0.008	1	387	59	442	0.813	255
	0.008	0.5	710	60	350	0.393	279*		0.008	1	410	99	353	0.837	421
	0.008	0.5	699	98	346	0.737	733		0.008	1	404	98	448	0.841	439
	0.008	0.5	690	151	351	0.752	1146		0.008	1	397	151	348	0.739	582
	0.008	0.5	699	202	345	0.684	1421		0.008	1	402	150	447	0.722	594
									0.008	1	407	201	351	0.677	720
Case 3	0.008	0.6	108	59	177	0.738	362		0.008	1	404	197	446	0.743	798
	0.008	0.6	107	59	294	0.684	361		0.008	1	486	59	352	0.766	233

