

"Si la présence des bulles est grandement appréciée dans certaines boissons, elles compliquent allègrement le travail des chercheurs qui trempent dans les écoulements diphasiques bouillants"



# *Remerciements*

Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur Jean-Marc Delhayé, professeur à l'Ecole Centrale Paris et Directeur de Recherches au Commissariat à l'Energie Atomique, qui a assuré la direction scientifique de cette thèse. Qu'il trouve ici ma profonde reconnaissance pour sa confiance, son intérêt pour le sujet, ses encouragements constants et son soutien amical.

Mes remerciements vont également à Monsieur Jacques Garnier, Chef de laboratoire au CEA/Cadarache qui malgré un éloignement géographique a su garder de l'enthousiasme pour le sujet et pour mon encadrement. Je le remercie sincèrement pour sa disponibilité ainsi que pour le temps et l'énergie qu'il y a consacré. Ses conseils, son sens physique ainsi que sa bonne humeur "détendue" ont permis d'établir un climat très agréable et une collaboration fructueuse.

Je remercie chaleureusement Monsieur Patrice Clément, Chef de laboratoire au CEA/Grenoble pour avoir co-encadré ce travail et pour son aide lors des soucis administratifs et informatiques que j'ai pu rencontrer.

Mes remerciements s'adressent également à Madame Claudie Grossetête et Monsieur Stéphane Mimouni, ingénieurs-chercheurs à Electricité de France, pour leur encadrement successif et leur aide. Qu'ils trouvent ici mes sincères remerciements pour le suivi de cette étude.

Je remercie vivement Monsieur Jacques Leblond, professeur à l'Ecole Supérieure de Physique et Chimie Industrielles et Monsieur Michel Giot, professeur à l'Université catholique de Louvain d'avoir bien voulu juger ce document en tant que rapporteurs. Je remercie également Monsieur Sébastien Candé, professeur à l'Ecole Centrale Paris et Monsieur Jacques Pantaloni, Professeur à l'Université de Provence, Aix-Marseille I pour leur participation au jury.

Mes remerciements s'adressent également à Messieurs Eric Hervieu et Philippe Clément, ingénieurs au CEA/Grenoble, pour leurs multiples "coups de main" dans l'univers complexe de l'informatique.

Ce travail s'est déroulé au sein du Laboratoire de Thermohydraulique Diphasique dans les Faisceaux. Je remercie Messieurs Alain Mémonteil et Philippe Gully, chefs successifs de ce laboratoire de m'y avoir accueilli et mis à disposition tout ce dont j'avais besoin. Je remercie également Corine Pantigny, secrétaire du laboratoire pour sa bonne humeur, sa gentillesse et son aide.

Enfin je remercie l'ensemble des agents de ce laboratoire pour leur convivialité et tous ceux avec qui j'ai traversé cette aventure au jour le jour, mes camarades de "guerre" : Christophe Duquennoy, Fabrice François, Emmanuel Jouet (toujours présent lorsque le temps devient compté), ainsi que tous ceux avec qui j'ai partagé de bons moments et qui se reconnaîtront ici.

Je remercie enfin les organismes C.E.A. et E.D.F. pour le financement qu'ils ont bien voulu apporter à ces travaux.



# Table des matières

Nomenclature.....	9
Introduction, motivations de l'étude.....	15

<p style="text-align: center;"><b>Première partie</b> <b><i>L'ébullition sous-saturée en convection forcée</i></b> <b><i>Approche expérimentale; Modélisation monodimensionnelle</i></b></p>
--

## Chapitre I : L'approche expérimentale. La banque de données DEBORA

I.1. PRÉSENTATION DE LA BANQUE DE DONNÉES DEBORA .....	24
I.1.1. LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET LE DOMAINE D'ÉTUDE .....	24
I.1.2. PROCÉDURE D'ESSAIS .....	27
I.1.3. DETERMINATION DU TAUX DE VIDE ET DE LA GRANULOMÉTRIE .....	30
I.1.3.1. Les mesures par mono-sonde optique .....	30
I.1.3.2. Les mesures par bi-sonde optique .....	35
I.1.3.3. Conclusions.....	36
I.2. PREMIÈRE ANALYSE DES RÉSULTATS .....	36
I.2.1. LE TAUX DE VIDE.....	37
I.2.2. LE DIAMÈTRE DES BULLES .....	40
I.2.3. LA DENSITÉ DE CENTRE DE BULLES.....	42
I.2.4. L'AIRE INTERFACIALE.....	43
I.3. ETUDE DE LA COHÉRENCE INTERNE DE LA BANQUE DE DONNÉES DEBORA.....	44
I.3.1. COHÉRENCE DES MESURES DE TEMPÉRATURE DE PAROI.....	44
I.3.2. COHÉRENCE DES MESURES DE TEMPÉRATURE DE LA PHASE LIQUIDE .....	47
I.4. CONCLUSIONS ET PROPOSITION D'EXPLOITATION DES DONNÉES EXPÉRIMENTALES .....	49

## Chapitre II : Modélisation monodimensionnelle. Analyse bibliographique critique

II.1. MODÉLISATION MONODIMENSIONNELLE DU TAUX DE VIDE .....	53
II.1.1. INTRODUCTION.....	53
II.1.2. MODÉLISATION DU TAUX DE VIDE .....	55
II.1.3. LOCALISATION DU POINT DE DÉBUT D'ÉBULLITION NUCLÉÉE (POINT ONB) .....	56
II.1.4. LOCALISATION DU POINT DE DÉTACHEMENT DES BULLES (POINT OSV) .....	58
II.1.5. L'ÉBULLITION SOUS-SATURÉE À FORTE SOUS-SATURATION (RÉGION I) .....	64
II.1.6. L'ÉBULLITION SOUS-SATURÉE À FAIBLE SOUS-SATURATION (RÉGION II) .....	68
II.1.7. MODÈLE GÉNÉRAL DE ROUHANI & AXELSSON.....	75
II.1.8. CONCLUSIONS .....	77
II.2. MODÉLISATION MONODIMENSIONNELLE DES PERTES DE PRESSION .....	79
II.2.1. INTRODUCTION.....	79
II.2.2. LES CORRÉLATIONS EMPIRIQUES.....	82
II.2.3. CONCLUSIONS .....	89
II.3. MODÉLISATION MONODIMENSIONNELLE DU TRANSFERT DE CHALEUR.....	90
II.3.1. INTRODUCTION.....	90
II.3.2. TRANSFERT DE CHALEUR MONOPHASIQUE .....	92
II.3.3. LE DÉBUT DE L'ÉBULLITION NUCLÉÉE (ONB) .....	93
II.3.4. L'ÉBULLITION SOUS-SATURÉE PARTIELLE.....	94
II.3.5. L'ÉBULLITION SOUS-SATURÉE PLEINEMENT DÉVELOPPÉE.....	98
II.3.6. LES CORRÉLATIONS D'ÉBULLITION SOUS-SATURÉE.....	99
II.3.7. LES CORRÉLATIONS D'ÉBULLITION CONVECTIVE .....	100
II.3.8. CONCLUSIONS .....	104
II.4. CONCLUSIONS ET STRATÉGIE DE MODÉLISATION APPLIQUÉE AUX CAS DES ÉCOULEMENTS DE R12 .....	105

## Chapitre III : Modélisation monodimensionnelle. Sélection et application de modèles 1D applicables aux écoulements de R12

III.1. DÉTERMINATION DES COTES CARACTÉRISTIQUES DE L'ÉBULLITION SOUS-SATURÉE EN TUBE.....	113
III.1.1. LE DÉBUT DE L'ÉBULLITION NUCLÉÉE ( $Z_{ONB}$ ) .....	114
III.1.2. LE POINT D'APPARITION SIGNIFICATIVE DE VAPEUR ( $Z_{OSV}$ ) .....	116
III.1.3. LE POINT DE FIN D'ÉBULLITION SOUS-SATURÉE ( $Z_{SAT}$ ).....	117
III.2. CHOIX DU MODÈLE DE TAUX DE VIDE.....	118
III.2.1. PRÉSENTATION DES MODÈLES ANALYSÉS.....	119
III.2.2. INTER-COMPARAISON DES MODÈLES DE TAUX DE VIDE .....	120
III.2.3. CONFRONTATION DES MODÈLES DE TAUX DE VIDE AUX VALEURS EXPÉRIMENTALES .....	121
III.2.4. MODIFICATION DES MODÈLES DE TAUX DE VIDE, CONTINUITÉ DE LA COURBE $A(Z)$ .....	123
III.2.5. RETOUR SUR LES COMPARAISONS AVEC LES DONNÉES EN EAU DE BARTOLOMEI (1982) .....	132
III.2.6. COMPARAISON DES MODÈLES DE TAUX DE VIDE MODIFIÉS AUX DONNÉES EXPÉRIMENTALES OBTENUES EN R12.....	134
III.3. CHOIX DES MODÈLES DE PERTES DE PRESSION .....	139
III.3.1. PRÉSENTATION DES MODÈLES ANALYSÉS.....	139
III.3.2. CONFRONTATION DES MODÈLES DE PERTES DE PRESSION APPLIQUÉS À L'EAU .....	141
III.3.3. CONFRONTATION ENTRE LES MODÈLES DE PERTES DE PRESSION APPLIQUÉS EN R12.....	142
III.4. CHOIX DE MODÈLES DE TRANSFERTS DE CHALEUR.....	143

III.4.1. PRÉSENTATION DES MODÈLES TESTÉS.....	143
III.4.2. COMPARAISON ENTRE LES MODÈLES CALCULANT LA TEMPÉRATURE DE PAROI APPLIQUÉS EN EAU.....	144
III.4.3. COMPARAISON DU MODÈLE DE LIU & WINTERTON AUX DONNÉES EXPÉRIMENTALES EN R12.....	145
III.5. CONCLUSIONS.....	146

**Deuxième partie**  
***L'ébullition sous-saturée en convection forcée***  
***Vers une modélisation multidimensionnelle***

Chapitre IV : Simulation numérique des écoulements convectifs sous-saturés

IV.1. PRÉSENTATION DU CODE ASTRID.....	151
IV.2. DESCRIPTION DE LA CONFIGURATION SIMULÉE.....	153
IV.3. CONDITIONS AUX LIMITES.....	155
IV.4. CHOIX DES CAS-TESTS.....	156
IV.5. RÉSULTATS DES SIMULATIONS NUMÉRIQUES.....	159
IV.5.1. ECOULEMENTS MONOPHASIQUES.....	159
IV.5.2. ECOULEMENTS BOUILLANTS.....	162
IV.5.2.1. Présentation détaillée d'un résultat type.....	163
IV.5.2.2. Présentation des résultats des autres cas-tests.....	167
IV.6. CONCLUSIONS ET STRATÉGIE D'ÉTUDE.....	176

Chapitre V : Analyse des paramètres sensibles

V.1. ANALYSE CRITIQUE DU MODÈLE D'ÉBULLITION PARIÉTALE.....	182
V.1.1. INTRODUCTION.....	182
V.1.2. MODÈLE DE RÉPARTITION DE FLUX THERMIQUE EN PAROI.....	183
V.1.3. MODÉLISATION DES TROIS MÉCANISMES DE TRANSFERT.....	184
V.1.3.1. Densité de sites de nucléation $n$ .....	186
V.1.3.2. Fréquence de détachement $f$ .....	194
V.1.3.3. Temps d'attente $t_q$ .....	196
V.1.3.4. Diamètre des bulles au détachement $D_d$ .....	197
V.1.4. CONCLUSION.....	202
V.2. ANALYSE DE SENSIBILITÉ AU DIAMÈTRE DES BULLES.....	204
V.2.1. PREMIÈRE APPROCHE : SENSIBILITÉ À UN DIAMÈTRE IMPOSÉ ET UNIFORME.....	204
V.2.2. DEUXIÈME APPROCHE : ÉTUDE AVEC DES PROFILS DE BULLES RÉELS.....	207
V.2.3. ÉTUDE COMPLÉMENTAIRE DE SENSIBILITÉ.....	211
V.3. CONCLUSIONS.....	213

## Chapitre VI : Introduction d'une équation d'aire interfaciale volumique pour les écoulements bouillants

VI.1. RAPPELS ET DÉFINITIONS DE L'AIRES INTERFACIALE VOLUMIQUE .....	218
VI.1.1. AIRES INTERFACIALES VOLUMIQUES GLOBALE ET LOCALE .....	218
VI.1.2. AIRE INTERFACIALE VOLUMIQUE LOCALE STATISTIQUE .....	220
VI.1.3. EQUATION D'AIRES INTERFACIALE VOLUMIQUES BASÉES SUR LA DÉFINITION STATISTIQUE .....	221
VI.2. EXPRESSION DES TERMES SOURCE/PUITS D'AIRES INTERFACIALE.....	223
VI.2.1. MODÉLISATION DES PHÉNOMÈNES DE COALESCENCE .....	223
VI.2.1.1. Fréquence volumique de collision .....	224
VI.2.1.2. Efficacité de coalescence .....	231
VI.2.2. MODÉLISATION DES PHÉNOMÈNES DE FRACTIONNEMENT .....	237
VI.2.2.1. Fréquence de collision .....	238
VI.2.2.2. Efficacité de fractionnement .....	239
VI.2.3. CHANGEMENT DE PHASE.....	241
VI.3. CONCLUSIONS .....	242
VI.4. APPLICATION AUX CAS DES ÉCOULEMENTS BOUILLANTS SATURÉS.....	242
VI.4.1. MÉTHODE 1 .....	242
VI.4.2. MÉTHODE 2 .....	246
VI.4.2.1. Rappels des travaux d'Hibiki & Ishii (1999).....	246
VI.4.2.2. Application aux écoulements bouillants : modélisation monodimensionnelle .....	249
VI.4.2.3. Application aux écoulements bouillants : modélisation bidimensionnelle .....	256
VI.5. CONCLUSIONS .....	260
Conclusions.....	261
Références bibliographiques.....	265
Annexe 1 .....	275
Annexe 2.....	279

# Nomenclature

$a_i$	aire interfaciale (Eq.VI.6)
$a$	paramètre
$a_1$	constante dimensionnelle
$a_2$	constante dimensionnelle
$a_{th}$	diffusivité thermique
$a_l$	diffusivité thermique du liquide
$A$	section de passage
$A$	constante
$A_b$	fraction de surface affectée par les bulles (Eq.V.4)
$A_c$	fraction de surface non affectée par les bulles (Eq.V.3)
$A_i(t)$	aire interfaciale à l'instant $t$
$A_q$	fraction d'aire de la paroi influencée par le détachement des bulles (Eq.V.6)
$A_g$	section de passage de la phase gazeuse
$A_l$	section de passage de la phase liquide
$A_1$	paramètre de l'équation de Friedel (Eq.II.108)
$A_2$	paramètre de l'équation de Friedel (Eq.II.111)
$A_3$	paramètre de l'équation de Friedel (Eq.II.112)
$A_b$	surface de contact bulles-liquide
$A_c$	section de passage
$b$	paramètre
$b$	noyau de fragmentation
$b_0$	constante
$B(v)$	taux de variation par fragmentation
$Bo$	nombre d'ébullition (Eq.I.3)
$c$	noyau de coalescence
$c_0$	constante
$c_1$	constante
$c_p$	capacité thermique massique
$C$	constante
$C(v)$	taux de variation par coalescence
$C_D$	coefficient de frottement
$C_{np}$	coefficient pondérateur
$C_{MA}$	coefficient de masse ajoutée
$C_0$	paramètre de distribution (Eq.II.6)
$C_{sf}$	constante décrivant une interaction liquide-surface
$C_\mu$	constante du modèle de turbulence
$C_{e,1}$	constante du modèle de turbulence
$C_{e,2}$	constante du modèle de turbulence
$C_{e,3}$	constante du modèle de turbulence
$d$	diamètre des inclusions
$D$	diamètre de bulle, diamètre de la conduite
$D_b$	diamètre de bulle au détachement
$D_e$	diamètre hydraulique équivalent
$D_h$	diamètre chauffant équivalent
$D_i$	diamètre de l'aire d'influence
$D_{max}$	diamètre maximal des bulles

$D_s$	diamètre de Sauter
$D'_{12}$	coefficient de dispersion turbulente
$e$	énergie d'un tourbillon
$E$	facteur
$f_{coll}$	fréquence de collision
$f_n$	fonctions de distribution
$f$	facteur
$f_{lo}$	facteur de frottement liquide
$f$	fréquence de détachement des bulles
$f(\rho^*)$	facteur
$f_{ls}$	facteur de frottement liquide
$Fr$	nombre de Froude (Eq.II.114)
$F$	équation d'une surface géométrique
$F_e$	force liée à l'expansion de la bulle,
$F_t$	force de traînée
$F_l$	force de portance
$F_s$	force de tension superficielle
$F_a$	force due à la composante hydrostatique de la pression (Archimède)
$F_D$	force de traînée
$g$	accélération de la gravité
$G$	vitesse massique
$h$	épaisseur critique
$h$	coefficient de transfert de chaleur
$h_{vase}$	coefficient de transfert en ébullition en vase
$h_{log}$	coefficient d'échange à la paroi
$h_0$	épaisseur initiale du film liquide entre deux bulles
$h_f$	épaisseur critique de rupture du film liquide
$H_k$	enthalpie massique de la phase k
$H$	fonction échelon de Heaviside
$H$	enthalpie massique
$I_k$	transfert de quantité de mouvement vers la phase k
$I_k'$	partie de $I_k$ indépendante du transfert de masse
$I_k^D$	contribution de la force de masse ajoutée au terme $I_k$
$I_k^{MA}$	contribution de la force de traînée au terme $I_k$
$I_k^{np}$	contribution au terme $I_k$ de la partie turbulente de la contrainte qui serait appliquée sur une inclusion par le fluide en l'absence d'inclusion
$j$	vitesse superficielle
$Ja$	nombre de Jakob (Eq.II.124)
$k_1$	paramètre
$k_2$	paramètre
$k_{12}$	trace du tenseur de covariance des mouvements fluctuants des phases continue et dispersée
$k_r$	trace du tenseur des fluctuations de la vitesse relative
$k$	paramètre
$k_c$	facteur de recondensation
$L$	chaleur de vaporisation ( $=\Delta H_{lg}$ )
$L_{ch}$	longueur chauffé
$L$	échelle intégrale turbulente
$L_{wake}$	longueur de la zone d'aspiration
$M$	masse molaire
$n$	densité de sites de nucléation
$n$	vecteur unitaire
$n_b$	nombre de bulles
$n_{wake}$	nombre de bulles dans la zone d'aspiration
$N_q$	constante adimensionnelle (Eq.II.90)
$P$	pression
$P_h$	périmètre chauffé
$P$	pression

Pe	nombre de Péclet (Eq.II.35)
Pr	nombre de Prandtl (Eq.II.46)
$P_r$	pression réduite
Q	débit-volume
$Q_g$	débit-volume de la phase gazeuse
$Q_l$	débit-volume de la phase liquide
$Q_b$	flux thermique linéique de vaporisation
$Q_c$	flux thermique linéique de recondensation
$Q_c(r)$	densité de centres de bulles (Eq.I.16)
r	direction radiale
$r_{cmax}$	rayon maximal des cavités activables en paroi
R	rayon d'une bulle
$R_{c1}$	rayon critique
$R_{c2}$	rayon critique
Re	nombre de Reynolds (Eq.II.13)
$R_d$	rayon moyenné des bulles
$s_{12}$	section efficace de collision entre 2 bulles
$s_{1e}$	section efficace de collision entre une bulle et un tourbillon
s	facteur
$S_b$	distance entre les bulles
$S_c$	surface occupée par les bulles
S	facteur
$S_g$	rapport de glissement (Eq.II.72)
St	nombre de Stanton (Eq.II.36)
S	surface de la facette de paroi
t	temps
$t_d$	temps de drainage
$t_c$	temps de contact
$t_0$	intervalle de temps
$t_q$	temps d'attente entre le départ de deux bulles
T	intervalle de temps
T	température
$T^+$	température adimensionnelle (Eq.II.60)
$T_{crit1}$	première surchauffe critique en paroi
$T_{crit2}$	deuxième surchauffe critique en paroi
$\Delta T_{sub}$	écart entre le température de saturation et la température du liquide : $\Delta T_{sub} \hat{=} T_{sat} - T_l$
$\Delta T_{SUB}(z)$	sous-refroidissement à la position z
$\Delta T_{sat}$	écart entre le température de paroi et la température de saturation : $\Delta T_{sat} \hat{=} T_w - T_{sat}$
u	volume
$u_c$	vitesse des fluctuations turbulentes
U	vitesse
$U_c$	volume occupé par les bulles
$U_k$	vitesse moyenne de la phase k
$U_r$	vitesse relative moyenne entre phases
v	volume
v	vitesse
$v_c$	volume critique
$v_i$	vitesse de transport de l'aire interfaciale
$v_k$	vitesse de la phase k
$v_g$	vitesse de la phase gazeuse
$v_l$	vitesse de la phase liquide
$\vec{v}_{gi}$	vitesse de dérive (Eq.II.8)
$v_{turb}$	vitesse turbulente aléatoire
$V^T$	vitesse des tourbillons
$V^r$	vitesse relative
V	volume
$V_{bulle}$	volume d'une bulle
$V_{d,i}$	i-ème composante de la vitesse de dérive

$V_{r,i}$	moyenne de la i-ème composante de la vitesse relative instantanée entre phases
$w_l$	vitesse axiale liquide
$We$	nombre de Weber (Eq.I.2)
$We_c$	nombre de Weber critique
$x$	coordonnée
$x$	titre réel
$x'$	titre thermodynamique au point considéré
$x_{eq}$	titre thermodynamique (Eq.I.5)
$X'$	titre local
$X_{tt}$	paramètre de Martinelli
$y$	coordonnée
$Y(\alpha)$	facteur
$Y_B$	distance du haut de la bulle à la paroi
$z$	coordonnée
$z_0$	abscisse aléatoire
$z_b$	abscisse à la saturation
$z_{sat}$	abscisse au point de détachement des bulles
$z_{scb}$	longueur de tube soumise aux conditions sous saturées
$z^*$	abscisse de fin de Région II
$Z$	rapport de longueur
$Z^+$	longueur adimensionnelle (Eq.II.67)
$\alpha$	taux de présence (Eq.II.1)
$\beta$	rapport de la longueur de mélange et de la largeur d'un tourbillon
$\beta$	titre volumique de vapeur (Eq.II.2)
$\delta$	épaisseur de la couche de vapeur
$\delta$	distribution delta de Dirac
$\delta$	point dans la couche liquide turbulente
$\delta_{ij}$	symbole de Kroenecker
$\delta t$	pas de temps numérique
$\varepsilon$	rugosité
$\varepsilon$	taux de dissipation de l'énergie
$\eta$	efficacité (Eq.VI.34)
$\phi$	densité de flux thermique
$\phi_c$	flux thermique transmis par échange monophasique liquide (Eq.V.2)
$\phi_e$	flux thermique transmis par évaporation
$\phi_q$	flux thermique transmis par effet de trempe
$\phi_{ai}$	terme source tenant compte des phénomènes de destruction et de création d'aire interfaciale
$\phi_j$	taux de changement d'aire interfaciale dû aux mécanismes de coalescence ou de fractionnement
$\phi_{phase}$	taux de changement d'aire interfaciale dû au changement de phase (recondensation, nucléation)
$\phi_{pression}$	taux de changement d'aire interfaciale dû aux variations en pression le long de l'écoulement
$\phi_{lo}^2$	paramètre de Martinelli-Nelson (Eq.II.106)
$\phi_{ls}$	densité de flux thermique transmis à la phase liquide
$\phi_{scb}$	densité de flux thermique transmis par ébullition nucléée
$\xi$	coordonnée de phase interne
$\varphi$	paramètre
$\varphi$	paramètre
$\gamma$	conductivité thermique
$\lambda$	viscosité dynamique
$\mu$	viscosité dynamique
$\rho$	masse volumique
$\rho_a$	masse volumique apparente
$\tau_{12}^F$	échelle de temps de la turbulence de la phase continue subie par les particules
$\tau_{12}^t$	temps caractéristique de l'entraînement des inclusions par le mouvement de la phase continue
$\theta$	angle de contact

$\theta_1$	température de sous refroidissement
$\sigma$	tension superficielle
$\tau_w$	tenseur des contraintes
$\tau_{coal}$	temps de coalescence
$\upsilon$	volume spécifique
$\nu$	viscosité cinématique
$\nu(r)$	fréquence d'interception des bulles par la sonde
$\nu_k^t$	viscosité cinématique turbulente de la phase k
$\vartheta$	constante
$\Psi_s$	facteur
$\Lambda_k$	terme de transfert turbulent de quantité de mouvement
$\Gamma_k$	taux de transfert de masse
$\Gamma(t)$	aire interfaciale globale (Eq.VI.2)
$\Gamma_1$	coefficient
$\Gamma_2$	coefficient
$\Gamma_3$	coefficient
$\Gamma_4$	coefficient
$\Gamma_1$	transfert de masse vers la phase liquide ( $\Gamma_1 = \Gamma_{1c} + \Gamma_{1p}$ )
$\Gamma_2$	transfert de masse vers la phase vapeur ( $\Gamma_2 = \Gamma_{2c} + \Gamma_{2p}$ )
$\Gamma_{1c}$	partie de $\Gamma_1$ due aux transferts à coeur
$\Gamma_{2c}$	partie de $\Gamma_2$ due aux transferts à coeur ( $\Gamma_{1c} + \Gamma_{2c} = 0$ )
$\Gamma_{clim}$	transferts à coeur limite
$\Gamma_{1p}$	partie de $\Gamma_1$ due aux transferts en paroi
$\Gamma_{2p}$	partie de $\Gamma_2$ due aux transferts en paroi ( $\Gamma_{1p} + \Gamma_{2p} = 0$ )
$\Pi_k$	transfert d'énergie vers la phase k
$\Pi'_k$	partie de $\Pi_k$ indépendante du transfert de masse
$\Pi''_k$	partie de $\Pi_k$ dépendante du transfert de masse

#### Indices inférieurs

1	relatif à la phase liquide
2	relatif à la phase gazeuse
1	relatif aux bulles de diamètre $d_1$
2	relatif aux bulles de diamètre $d_2$
b	relatif aux bulles
c	phase continue
coll	collision
d	point de détachement des bulles
en	entrée
e	relatif aux tourbillons
FDSB	Fully Developed Subcooled Boiling (ébullition sous-saturée pleinement développée)
g	gaz
gs	gaz seul
i	interface
k	phase (liquide ou gaz)
l	liquide
lo	liquid only (liquide seul)
m	mélange, moyen
maille	relatif à une maille
nb	nucleate boiling (ébullition nucléée)
ONB	Onset of Nucleate Boiling (apparition de l'ébullition nucléée)
OSV	Onset of Significant Void (apparition significative de vapeur)
pool	Pool boiling (ébullition en vase)
sat	conditions de saturation
scb	subcooled boiling (ébullition sous-saturée)

turb	turbulent
v	vapeur
w	wall (paroi)
2ph	diphasique
1ph	monophasique
$\infty$	propriétés à la température du liquide loin de la paroi
$\delta$	point fluide dans la couche turbulente
*	forme non dimensionnelle
+	forme non dimensionnelle

### Indices supérieures

T	relatif à la turbulence
wake	entraînement

### Notations diverses

$\langle \rangle_3$	opérateur de moyenne sur le volume v
—	opérateur de moyenne sur l'intervalle de temps T
$\langle \rangle_x$	opérateur de moyenne phasique
$\langle \rangle_{xp}$	opérateur de moyenne phasique pondérée par la masse volumique de la phase considérée
$\dot{x}$	dérivée temporelle de la variable x
$\langle \rangle_k$	opérateur de moyenne sur la phase k
$x''$	fluctuation de la variable x
$\delta/\delta t$	dérivée temporelle
$\delta/\delta x_i$	dérivée spatiale
i	relatif à la direction i de l'espace (i = 1,2 ou 3)
$x_i$	coordonnées dans la direction i
$\sigma$	relatif à l'interface
$\delta$	relatif au point $\delta$ , point du maillage pression en regard d'une facette de paroi et appartenant à la couche turbulente

# Introduction

## Motivations de l'étude

Les écoulements diphasiques liquide-gaz tiennent une place importante dans beaucoup de domaines industriels. En particulier, *l'ébullition*, procédé très efficace de transfert de chaleur entre une paroi chauffante et un fluide caloporteur se retrouve dans divers composants des centrales nucléaires, fonctionnant en situation normale, incidentelle ou accidentelle. Dans les Réacteurs à Eau sous Pression (REP), les transferts d'énergie thermique sont réalisés d'une part au niveau du cœur du réacteur entre la gaine contenant le combustible et l'eau circulant dans le circuit primaire, et d'autre part au niveau du générateur de vapeur entre le circuit primaire et le circuit secondaire. Par conséquent, des écoulements liquide-vapeur apparaissent dans le circuit secondaire du générateur de vapeur en fonctionnement nominal, et dans le cœur de réacteur sous certaines conditions de fonctionnement transitoire.

Nous nous intéresserons dans ce travail aux écoulements bouillants en convection forcée à des pressions de l'ordre de 16 MPa. Ce travail rentre dans le cadre d'un programme plus général qui doit permettre de modéliser et de simuler les conditions d'écoulements rencontrés dans le cœur d'un REP lors du démarrage, du fonctionnement nominal, et des incidents de type I et II pour lesquels l'intégrité de la gaine combustible reste entière. Dans ces conditions d'écoulement, la pression se situe entre 10 et 18 MPa, la vitesse massique entre 1000 et 5000 kg/m<sup>2</sup>/s, le titre thermodynamique entre -0,4 et 0,4, alors que la densité de flux thermique peut atteindre localement 6 MW/m<sup>2</sup>.

Considérons un tube vertical de section circulaire chauffé uniformément sur toute sa longueur et alimenté à la base par un écoulement monophasique liquide (Figure 1).

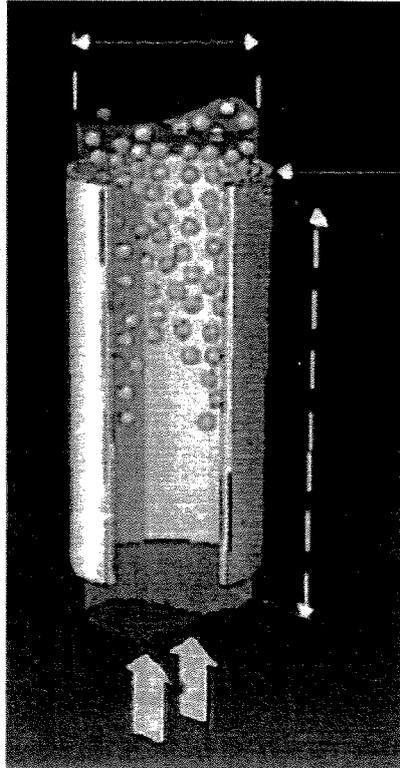


Figure 1 : Ebullition dans un tube vertical chauffé

L'augmentation d'enthalpie moyenne du fluide fait apparaître les configurations d'écoulement et les régimes de transfert de chaleur successifs illustrés sur la figure 2 (Collier & Thome, 1994).

Dans la partie inférieure du tube, les échanges de chaleur se font par *convection forcée monophasique en phase liquide*. Le coefficient d'échange reste sensiblement constant et la température moyenne du liquide et la température de paroi  $T_w$  augmentent de façon quasi parallèle. Lorsque la température de paroi  $T_w$  dépasse la température de saturation  $T_{sat}$  de la surchauffe nécessaire à l'activation des premiers sites de nucléation, des bulles apparaissent en paroi alors que la température moyenne du liquide est encore inférieure à la température de saturation. La température de paroi se stabilise alors à quelques degrés au-dessus de la température de saturation tandis que la température moyenne du fluide continue d'augmenter linéairement.

Le premier point B où apparaissent les bulles détermine le début de l'ébullition sous-saturée. Dans un premier temps, peu de bulles apparaissent en paroi. C'est le régime *d'ébullition sous-saturée partielle* où les échanges de chaleur se font à la fois par ébullition et par convection forcée monophasique liquide. Lorsque la production de bulle devient de plus en plus importante, on atteint un régime nommé *ébullition sous-saturée développée* où les

échanges se font essentiellement par ébullition nucléée, la convection forcée en phase liquide devenant négligeable.

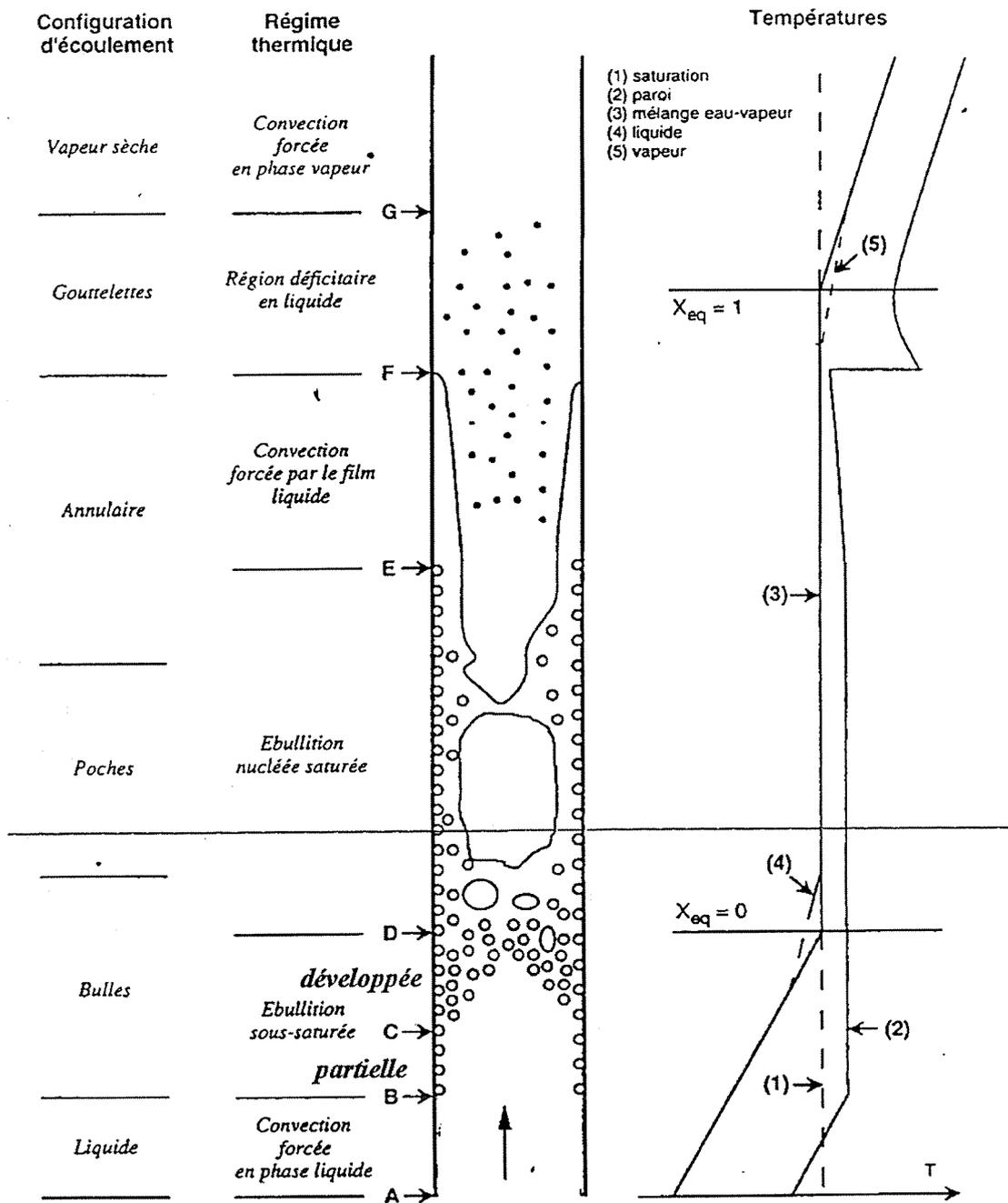


Figure 2 : Evolution des températures, des configurations d'écoulement et des régimes thermiques dans un tube verticale chauffant.

Suivant le degré de sous-saturation, les bulles peuvent se condenser sur les sites de nucléation eux-mêmes **h**

Dans le premier cas, le taux de présence de la vapeur est très faible alors que dans le second

cas ce taux de présence augmente de façon significative. Le point C qui correspond à la transition entre ces deux régions est appelé le point d'apparition significative de vapeur ou point OSV (*Onset of Significant Void*). Ce point est souvent *supposé* coïncider avec la transition entre l'ébullition sous-saturée partielle et l'ébullition sous-saturée développée.

L'ébullition sous-saturée prend fin au point D où la température moyenne du mélange eau-vapeur devient égale à  $T_{\text{sat}}$  ou plus exactement où l'enthalpie moyenne du mélange eau-vapeur atteint l'enthalpie de saturation liquide et où le titre thermodynamique devient nul ( $x_{\text{eq}} = 0$ ).

Nous venons de présenter de façon très simple l'ébullition sous-saturée convective. Tout au long de ce mémoire, cette présentation sera approfondie en soulevant les points délicats concernant l'étude et la modélisation des phénomènes physiques liés à ce type de transfert de chaleur.

Malgré les nombreuses études relatives à l'ébullition en convection forcée, les mécanismes d'évolution de la structure fine d'un écoulement bouillant, notamment lorsque celui-ci est en déséquilibre thermodynamique, sont assez mal connus. Les codes de calcul multidimensionnels en cours de développement mettant en oeuvre le modèle à deux fluides, par exemple le code ASTRID développé à EDF, se heurtent à cette méconnaissance. Les modèles physiques utilisés ont généralement été établis à l'aide d'expériences réalisées en écoulements eau-air adiabatiques, isothermes, et permanents. Cette démarche procède de la volonté de découpler les effets dynamiques et thermiques. Cependant le régime d'écoulement, la distribution des interfaces, la répartition spatiale des phases, le nombre et la morphologie des entités constituant la phase vapeur, sont autant de paramètres qui peuvent influencer sur l'efficacité des échanges thermiques. La connaissance des phénomènes provoquant l'évolution de la structure de l'écoulement, ainsi que leur modélisation, constitue par conséquent un chapitre majeur de l'étude des écoulements bouillants.

Les remarques précédentes ont conduit EDF à développer depuis plusieurs années un outil capable de réaliser des simulations tridimensionnelles à partir de modèles physiques élaborés dont la qualification repose sur des tests de comparaison à des essais expérimentaux.

Une *première étape* de ce travail a consisté à développer des dispositifs de mesure des paramètres locaux caractérisant l'ébullition convective dans une installation expérimentale simulant les écoulements eau-vapeur à haute pression (Garnier, 1997 ; Cubizolles, 1996).

Ce programme expérimental a été réalisé au CEA/Grenoble sur l'installation d'essais DEBORA conçue avec un double objectif : étudier la topologie des écoulements diphasiques à haute pression et les mécanismes conduisant à la crise d'ébullition. Le fluide caloporteur utilisé est du Fréon 12.

Dans le même temps, EDF a développé le code de calcul ASTRID dédié à la simulation d'écoulements à phases dispersées avec changement de phase et applicables en particulier aux écoulements sous-saturés.

La *seconde étape*, la présente étude, correspond à l'exploitation de ces résultats expérimentaux pour l'étude, la compréhension et la modélisation de l'ébullition sous-saturée en convection forcée.

La *Première partie* du mémoire sera consacrée aux résultats expérimentaux. Un premier chapitre viendra rappeler les mesures qui ont été réalisées ainsi que les gammes de paramètres couvertes. Nous étudierons ensuite les profils longitudinaux de *la température de paroi* et de *la température moyenne de la phase liquide*. Ce travail permettra de juger de la cohérence de la banque de données. Puis, nous nous intéresserons à la détermination théorique du *taux de présence  $\alpha$*  de la phase dispersée dans une section droite de la conduite et de *la température de paroi*. Une analyse synthétique et critique de la littérature concernant leur détermination sera alors menée dans un deuxième chapitre et un troisième chapitre viendra présenter les comparaisons des modèles retenus aux grandeurs mesurées ainsi que les conclusions et les recommandations qui peuvent en être déduites.

Dans une *Deuxième partie*, nous nous intéresserons à l'analyse multidimensionnelle des écoulements bouillants sous-saturés. La majeure partie de ce travail sera réalisée grâce aux simulations menées à l'aide du code diphasique tridimensionnel ASTRID. Nous montrerons alors les atouts et les limites actuelles de ce code.

Nous nous pencherons plus particulièrement sur deux points importants. En premier lieu, nous examinerons la modélisation de l'ébullition en paroi en analysant la destination du flux transmis de la paroi au fluide. En effet la répartition de ce flux est un point crucial lors de la simulation des écoulements avec ébullition pariétale. Un deuxième point particulier a retenu notre attention. Les simulations numériques réalisées grâce au code ASTRID font intervenir un diamètre de bulle uniforme imposé dans le jeu de données. Or, les essais expérimentaux montrent clairement l'évolution de cette grandeur au sein de l'écoulement. Nous proposerons alors une série de tests numériques avec diverses évolutions de diamètres de bulles afin d'étudier l'impact de cette donnée sur les résultats fournis par le code.

Enfin, nous essayerons d'introduire une équation de transport d'aire interfaciale. Cette équation permettrait en effet d'évaluer l'aire de la surface au travers de laquelle s'effectuent les échanges de masse et d'énergie au sein de l'écoulement diphasique. Une telle équation n'est pas actuellement introduite dans le code de calcul ASTRID et nous verrons si celle-ci peut se révéler prometteuse ou non. Cette étude sur l'opportunité d'une équation d'aire interfaciale s'accorde d'autant plus avec la volonté d'étudier l'évolution du diamètre de bulle au sein de l'écoulement sous-saturé que les deux grandeurs sont intimement liées.

A la fin de ce mémoire, un bilan des conclusions essentielles sera dressé et un ensemble de recommandations sera proposé.

# Chapitre I

## L'approche expérimentale :

### La banque de données DEBORA

<b>I.1. PRÉSENTATION DE LA BANQUE DE DONNÉES DEBORA .....</b>	<b>24</b>
I.1.1. LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET LE DOMAINE D'ÉTUDE .....	24
I.1.2. PROCÉDURE D'ESSAIS .....	27
I.1.3. DÉTERMINATION DU TAUX DE VIDE ET DE LA GRANULOMÉTRIE.....	30
<i>I.1.3.1. Les mesures par mono-sonde optique.....</i>	<i>30</i>
<i>I.1.3.2. Les mesures par bi-sonde optique .....</i>	<i>35</i>
<i>I.1.3.3. Conclusions .....</i>	<i>36</i>
<b>I.2. PREMIÈRE ANALYSE DES RÉSULTATS .....</b>	<b>36</b>
I.2.1. LE TAUX DE VIDE.....	37
I.2.2. LE DIAMÈTRE DES BULLES .....	40
I.2.3. LA DENSITÉ DE CENTRE DE BULLES.....	42
I.2.4. L'AIRES INTERFACIALE.....	43
<b>I.3. ETUDE DE LA COHÉRENCE INTERNE DE LA BANQUE DE DONNÉES DEBORA .....</b>	<b>44</b>
I.3.1. COHÉRENCE DES MESURES DE TEMPÉRATURE DE PAROI .....	44
I.3.2. COHÉRENCE DES MESURES DE TEMPÉRATURE DE LA PHASE LIQUIDE .....	47
<b>I.4. CONCLUSIONS ET PROPOSITION D'EXPLOITATION DES DONNÉES EXPÉRIMENTALES ..</b>	<b>49</b>



L'étude des écoulements bouillants sous-saturés doit passer en premier lieu par la constitution d'une base de données précise et fiable contenant des informations sur les grandeurs caractéristiques locales et sur l'organisation spatiale adoptée par les deux phases.

La banque de données DEBORA, établie en fonction de cet objectif, permet une vision tridimensionnelle de l'évolution de la structure d'un écoulement sous-saturé.

Ce chapitre est consacré à une description succincte du dispositif expérimental. Nous rappellerons tout d'abord les choix technologiques qui ont été faits et les conditions thermohydrauliques étudiées. Nous insisterons plus particulièrement sur les caractéristiques de l'instrumentation locale utilisée et les traitements des signaux qui lui sont associés.

La constitution de cette banque de données est très largement discutée dans les publications de Cubizolles (1996) et Garnier (1997, 1998).

Rapport de fin de  
campagne

La banque de données DEBORA possède une structure à trois niveaux. Un premier niveau contient les données scalaires (taux de vide, températures, etc.), un second contient les distributions statistiques des temps de présence de vapeur et des temps de présence du liquide et enfin un troisième niveau contient les signaux bruts tels qu'ils ont été enregistrés. Nous ne nous intéresserons qu'au premier niveau et nous insisterons plus particulièrement sur l'obtention des valeurs des grandeurs physiques que nous avons jugées précises et fiables.

Par la suite nous étudierons les évolutions des différentes grandeurs définissant la structure de l'écoulement tels que le taux de vide, le diamètre des bulles ou leur diamètre de Sauter, la densité de centres de bulles et l'aire interfaciale en fonction des principaux paramètres thermohydrauliques tels que la pression, la densité de flux thermique et la vitesse massique.

Nous avons également voulu montrer la cohérence interne de deux données fondamentales : la température de paroi et la température moyenne de la phase liquide. Pour cela, deux sortes d'études ont été réalisées.

Dans un premier temps les mesures de température de paroi réalisées en fin de longueur chauffante vont être comparées aux mesures de température de paroi réalisées le long du tube. Ces différentes températures de paroi seront alors confrontées entre elles pour des titres thermodynamiques identiques, cela afin de vérifier la cohérence entre l'état du fluide représenté par son titre thermodynamique et la température de paroi correspondante.

Dans un second temps, nous comparerons la température liquide moyenne déterminée expérimentalement à une température évaluée par un bilan thermique.

Nous montrerons ainsi dans ce chapitre que la banque de données DEBORA est très complète, qu'elle est digne de confiance et que beaucoup d'informations nécessaires à une meilleure compréhension des écoulements sous-saturés y sont disponibles.

## **I.1. Présentation de la banque de données DEBORA**

### **I.1.1. Le dispositif expérimental et le domaine d'étude**

Les essais ont été réalisés sur le dispositif expérimental DEBORA décrit par Garnier (1993). Toutes les données ont été acquises dans une même géométrie de section d'essais (figure I.1-1). Il s'agit d'un tube vertical uniformément chauffé par chauffage direct, de longueur chauffante 3.5 m et de diamètre interne 19.2 mm. Les mesures sont réalisées en fin de longueur chauffante à une cote  $z = 3.485$  m mesurée à partir du début de la section chauffante, le système de mesure pouvant être déplacé le long d'un diamètre.

Les études de topologie d'écoulement ont nécessité la conception d'un système de mesures locales à base de sondes optiques miniatures et une première banque de données a été établie durant le travail de thèse de Cubizolles (1996). Par la suite des bi-sondes optiques (figure I.1-2) ont été utilisées afin d'obtenir des données supplémentaires (Garnier, 1997). La technique de mesure basée sur les sondes optiques a fait l'objet d'une discussion approfondie que l'on trouvera dans Cubizolles (1996) et Manon et al. (2000).

**MST**

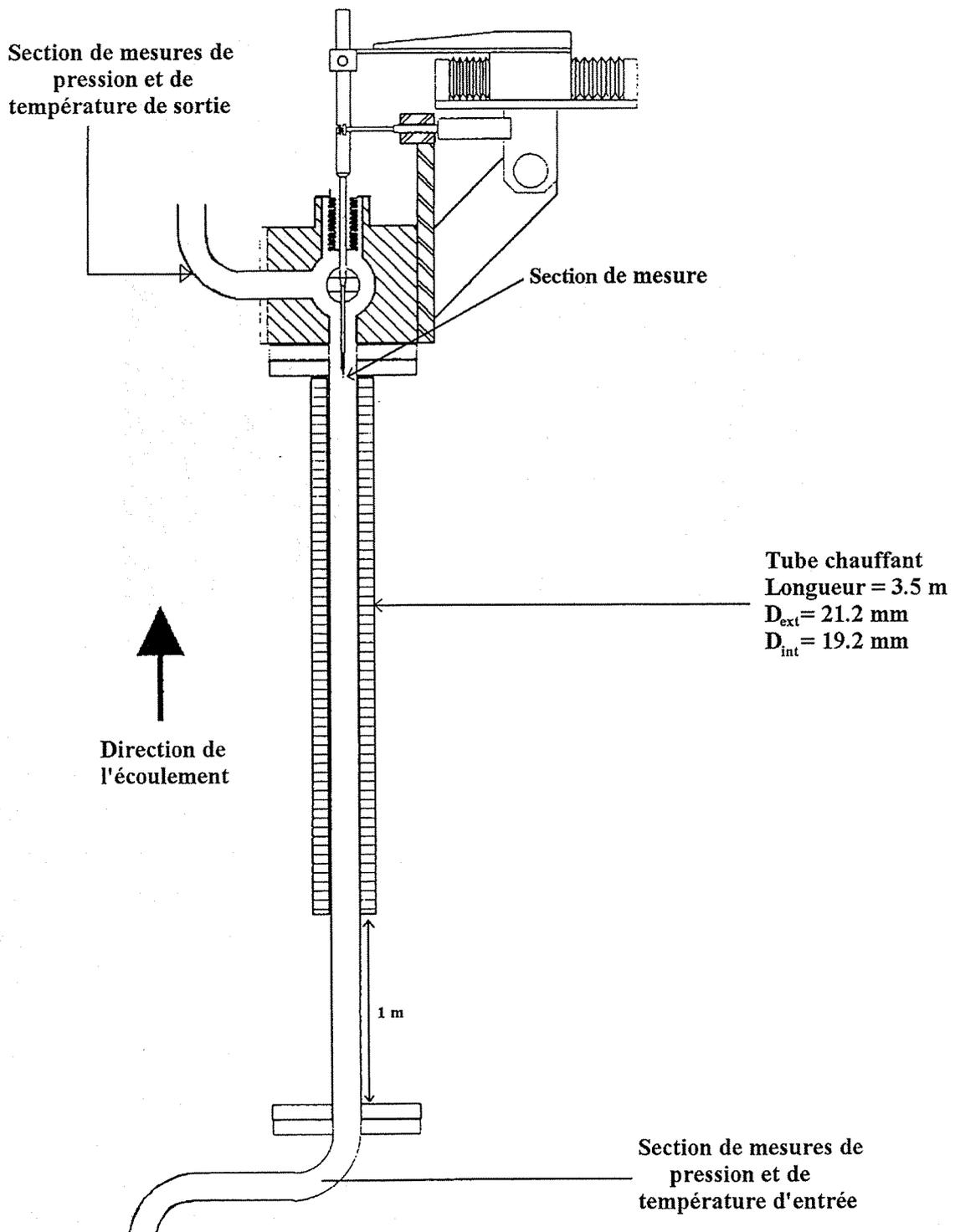


Figure I.1-1 Schéma de la section d'essais

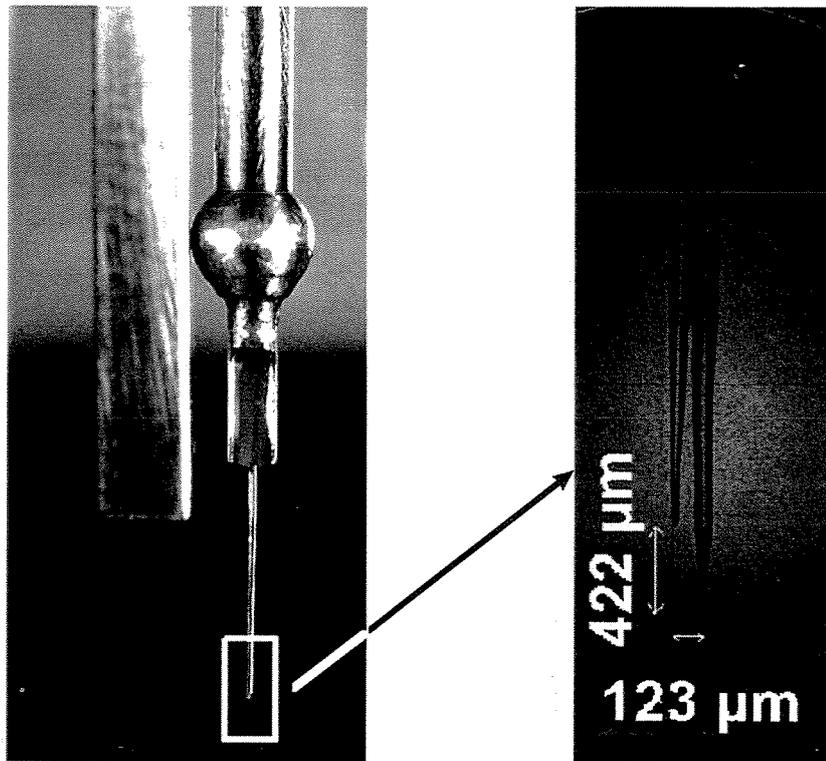


Figure I.1-2 : Photographies d'un corps de sonde et des deux fibres optiques

Les conditions d'étude correspondent aux conditions d'écoulements rencontrées dans les coeurs des réacteurs nucléaires. Typiquement dans un REP la pression se situe entre 10 et 18 MPa, la vitesse massique entre 1000 et 5000 kg/m<sup>2</sup>/s, le titre thermodynamique entre -0,4 et 0,4, alors que la densité de flux thermique peut atteindre 6 MW/m<sup>2</sup>. Dans de telles conditions, il était difficile d'utiliser un dispositif permettant des mesures locales. Il a donc été décidé d'utiliser un fluide simulant avec des pressions et densités de flux thermique plus faibles afin de réduire les coûts de réalisation et de fonctionnement et de faciliter la mise en place des dispositifs de mesure.

La simulation d'un écoulement eau-vapeur par l'écoulement d'un autre fluide a été largement étudiée par le passé mais la plupart des critères de similitude ont été choisis pour étudier la crise d'ébullition. Les concepteurs de DEBORA (Garnier, 1993) ont adopté le même type de similitude pour simuler l'ébullition de l'eau dans des conditions de fonctionnement REP et ont proposé d'utiliser le Fréon 12. Les facteurs de similitude suivants ont été adoptés (Cubizolles, 1996) :

- géométrie identique,
- rapport des masses volumiques identique :

$$\left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)_{\text{eau}} \equiv \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)_{\text{R22}} \quad (\text{I.1})$$

Cette identité détermine la correspondance entre les pressions.

- nombre de Weber We identique. Ce nombre est défini par la relation suivante :

$$We \triangleq \frac{G^2 D}{\sigma \rho_l} \quad (\text{I.2})$$

Ce critère de similitude est adopté pour lier les vitesses massiques.

- nombre d'ébullition Bo identique. Ce nombre est défini par la relation suivante :

$$Bo \triangleq \frac{\phi}{GL} \quad (\text{I.3})$$

Ce critère de similitude est adopté pour établir la correspondance entre les densités de flux thermique.

- titre thermodynamique d'entrée identique : ce critère permet de déterminer la correspondance entre les températures d'entrée.

Nous rappelons dans le tableau I.1-1 les équivalences de gammes de paramètres thermo-hydrauliques pour la similitude (en crise d'ébullition) eau-Fréon 12.

Fluide	Eau	Fréon 12
Pression (MPa)	10 -18	1.4-3
Vitesse massique (kg/m <sup>2</sup> s)	1000-5000	1000-5000
Densité de flux thermique (MW/m <sup>2</sup> )	0.6-6	0.05-0.65

Tableau I.1-1 : Similitude Eau-Fréon 12

### 1.1.2. Procédure d'essais

La boucle DEBORA a été conçue de façon à pouvoir imposer les paramètres de contrôle suivants : la pression de sortie P, la température d'entrée T<sub>en</sub>, la vitesse massique G ainsi que la densité de flux thermique  $\phi$ .

L'objectif principal de l'étude expérimentale est d'obtenir une banque de données locales (température liquide, taux de vide, diamètre des bulles, aires interfaciales) permettant

de caractériser la topologie d'un écoulement bouillant. Cet objectif nécessite donc des mesures de ces paramètres dans les directions radiales et axiales.

Le bilan thermique donne la relation entre la hauteur  $z$  et le titre thermodynamique  $x_{eq}$  :

$$x_{eq}(z) = x_{eq}(z=0) + \frac{4\phi z}{GDL} \quad L:=H_{LV} \quad (I.4)$$

Le titre thermodynamique  $x_{eq}(z)$  est défini par la relation suivante :

$$x_{eq}(z) \triangleq \frac{H(T_1) - H_{sat}}{L} \quad \begin{array}{l} \text{H est donné par le bilan thermique, c'est une} \\ \text{enthalpie de mélange (1D). La relation} \\ \text{H(T_L) à p implicitement donné, définit en} \\ \text{fait la température moyenne} \end{array} \quad (I.5)$$

où  $H_{sat}$  est l'enthalpie massique du liquide à saturation,  $L$  la chaleur de vaporisation et  $H(T_1)$  l'enthalpie massique du liquide à la température  $T_1$ . Ainsi, au lieu de déplacer les sondes optiques le long de l'axe vertical, il est plus aisé de changer le titre thermodynamique en faisant varier la température d'entrée. Cependant, ces mesures étant effectuées avec une pression de sortie constante il est implicitement supposé que les pertes de pression sont faibles par rapport à la pression absolue et n'affectent en rien la topologie de l'écoulement.

Enfin des échelons de 200  $\mu\text{m}$  ont été imposés pour le déplacement radial. Cette distance correspond à l'ordre de grandeur du diamètre des bulles. Ce choix permet d'obtenir environ 50 points par profil le long d'un rayon.

Les grandeurs mesurées sont les suivantes :

- la fonction indicatrice de phase (FIP) : c'est l'un des paramètres-clés car cette fonction contient les informations relatives aux distributions en espace et en temps des phases. De plus, la FIP constitue la première grandeur que l'on peut extraire des signaux fournis par la sonde optique.
- la vitesse du gaz : seule la vitesse du gaz a été mesurée. En effet la technique de mesure de la vitesse du liquide n'est pas évidente même en écoulement eau-air (Suzanne et al., 1998). Des mesures de vitesses locales dans les écoulements bouillants sous-saturés ont été réalisés dans une section annulaire par anémométrie Laser (Roy et al., 1997) mais cette technique n'a pu être appliquée sur DEBORA, étant donné l'opacité des parois.

- la température du liquide : dans les écoulements bouillants sous-saturés la température de la vapeur est considérée à la saturation et seule la température liquide est mesurée.

Le domaine des paramètres thermohydrauliques à tester est très large (Tableau I.1-1) et il est nécessaire d'optimiser la matrice d'essais. Tous les paramètres mesurés dépendent de la pression, de la vitesse massique, de la densité de flux en paroi ainsi que du titre thermodynamique en sortie (ou de la température d'entrée) et bien évidemment de la position radiale  $r$ . Finalement, cinq domaines correspondant aux conditions nominales et minimales de pression et vitesses massiques ont été identifiés :

- $P=2.62 \text{ MPa}$ ,  $G=3000 \text{ kg/s/m}^2$
- $P=1.46 \text{ MPa}$ ,  $G=5000 \text{ kg/s/m}^2$
- $P=1.46 \text{ MPa}$ ,  $G=1000 \text{ kg/s/m}^2$
- $P=3.1 \text{ MPa}$ ,  $G=1000 \text{ kg/s/m}^2$
- $P=3.1 \text{ MPa}$ ,  $G=5000 \text{ kg/s/m}^2$

L'espace  $D(\phi, x_{eq})$  associé à un couple  $(P, G)$  donné est limité par quatre courbes (figure I.1-3) :

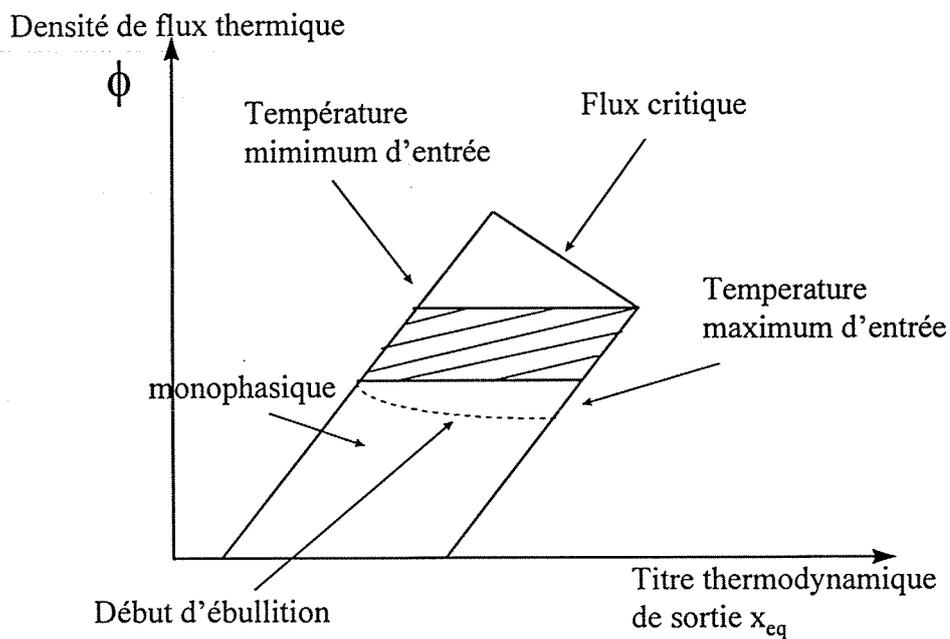


Figure I.1-3 : domaine accessible

- la température minimum d'entrée,
- la température maximum d'entrée (proche de la température de saturation),
- la densité de flux thermique nulle pour les mesures de température liquide en écoulement monophasique,
- la densité de flux critique.

Le domaine alors accessible en densité de flux thermique (domaine rayé) est couvert en effectuant des essais en fonction de lignes de flux constantes imposées par des rampes de 10 kW/m<sup>2</sup>.

Trois types de campagnes d'essais sont regroupés dans la banque de données :

- (1) détermination des profils radiaux de température liquide en fin de longueur chauffante le long d'un diamètre et des profils axiaux de température de paroi, en écoulements monophasiques ou sous-saturés.
- (2) détermination des profils radiaux de taux de vide et de la granulométrie de l'écoulement en fin de longueur chauffante réalisées par mono-sonde optique.
- (3) détermination des profils radiaux de taux de vide et de granulométrie de l'écoulement en fin de longueur chauffante réalisées par bi-sonde optique

### **I.1.3. Détermination du taux de vide et de la granulométrie**

Nous exposons dans ce paragraphe la manière dont ont été acquises et traitées les grandeurs nécessaires à la détermination du taux de vide et de la granulométrie.

#### **I.1.3.1. Les mesures par mono-sonde optique**

Un système d'acquisition et de traitement spécifique a spécialement été conçu afin de pouvoir réaliser les mesures par sondes optiques. En fait, la sonde optique permet d'obtenir la fonction indicatrice de phase (FIP) en un point de l'espace. Cette fonction se présente sous la forme d'une fonction en créneaux ou chaque créneau correspond au passage d'une bulle sur la zone sensible de la sonde. Une représentation schématique du signal brut de la FIP est donnée par la figure I.1-3.

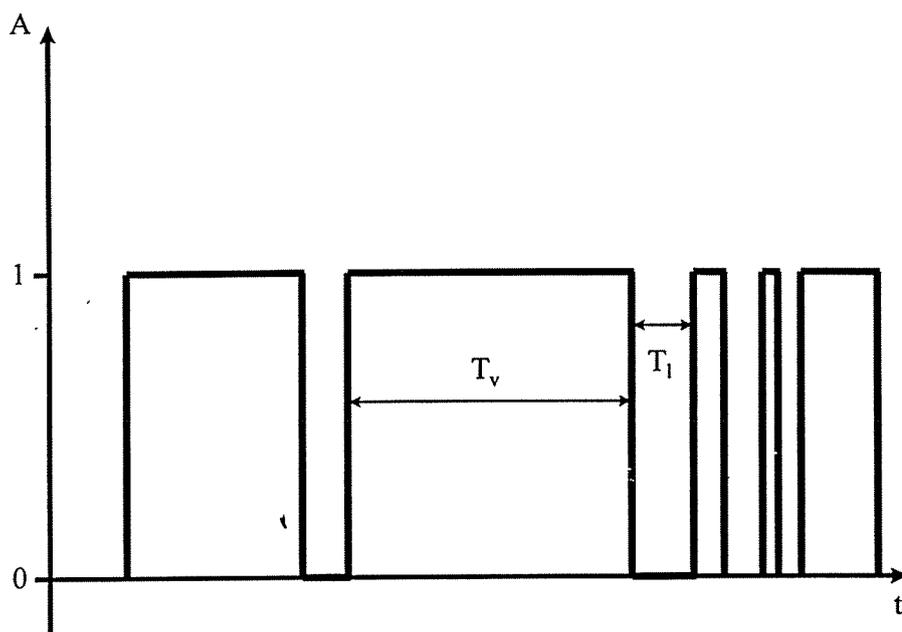


Figure I.1-4 : Représentation de l'enregistrement d'une FIP

Quatre familles d'événements peuvent alors être mis en évidence :

- des fronts montants correspondant au percement initial de la bulle,
- des paliers hauts représentant la durée de passage de la bulle (temps vapeur  $T_v$ ),
- des fronts descendants caractérisant le percement de l'interface arrière des bulles,
- des paliers bas représentant la durée séparant le passage de deux bulles successives (temps liquide  $T_l$ ).

Les *grandeurs moyennes* suivantes peuvent être déterminées immédiatement :

- la fréquence d'interception des bulles sur la sonde  $v(r)$  c'est-à-dire le nombre de bulles percées par la sonde par unité de temps à la position  $r$  de mesure :

$$v(r) = \frac{N_{\text{bulles}}}{T} = \frac{2N_{\text{interfaces}}}{T} \quad (I.6)$$

- les temps de présence moyens de la phase gazeuse et de la phase liquide :

$$\text{- vapeur : } \bar{T}_v \hat{=} \frac{\sum T_v}{N_{\text{bulles}}} \quad (I.7)$$

$$\text{- liquide : } \bar{T}_l \hat{=} \frac{\sum T_l}{N_{\text{bulles}}} \quad (\text{I.8})$$

En supposant que les bulles ne soient ni ralenties, ni déformées au cours de leur percement avec la sonde, chaque temps vapeur peut être relié (si la vitesse de la bulle est connue) à la longueur d'interférence entre la sonde et la bulle.

Comme aucune information n'est disponible au niveau de la vitesse du liquide qui permettrait de transformer les temps en longueur, seuls les histogrammes des temps vapeurs sont conservés.

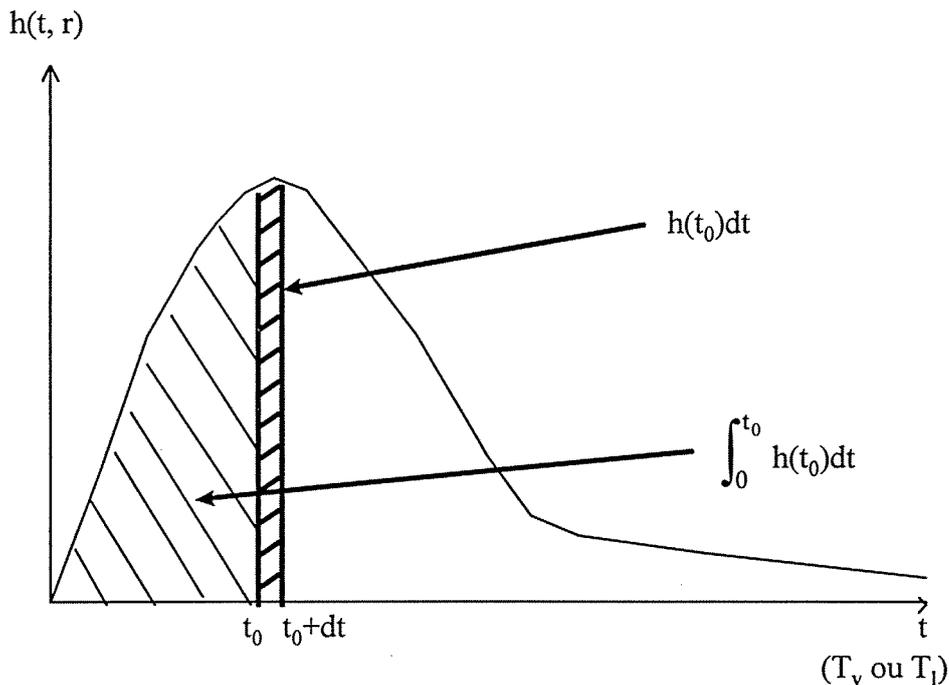


Figure I.1-5 : Histogramme des temps vapeur (ou liquide)

De la définition de l'histogramme des temps vapeur, il découle immédiatement les relations suivantes :

$$\int_0^{\infty} h(t, r) dt = v(r) \quad (\text{I.9})$$

où  $h(t, r)dt$  représente le nombre de temps-vapeur compris entre  $t$  et  $t+dt$  pendant le temps  $T$  de l'expérience, divisé par ce temps  $T$ . La variable  $h(t, r)$  est donc homogène à une fréquence. Le temps vapeur moyen  $\bar{T}_v(r)$  est alors donné par la relation suivante :

$$\overline{T}_v(r) = \frac{1}{v(r)} \int_0^\infty th(t,r) dt \quad (I.10)$$

Une fois ce temps vapeur moyen déterminé, il est possible d'en déduire d'autres grandeurs caractéristiques. Tout d'abord, le taux de vide se déduit du temps vapeur moyen  $\overline{T}_v(r)$  par la relation suivante :

$$\alpha(r) = v(r) \overline{T}_v(r) \quad (I.11)$$

*Remarque 1 : l'avantage de cette démarche est de faire apparaître la fréquence  $v$  et l'histogramme des temps vapeur, ce que l'appareillage dont disposait Cubizolles (1996) pouvait facilement déterminer.*

*Remarque 2 : il aurait aussi été possible de prendre le temps vapeur moyen liquide  $\alpha(r) = 1 - v(r) \overline{T}_l(r)$  cependant l'estimation est plus précise avec le temps moyen vapeur étant donné que moins d'informations sont perdues lors de la moyenne avec l'histogramme des temps vapeur (pas de temps vapeur long contrairement au temps liquide).*

De l'histogramme présenté ci-dessus, il est également possible de déduire les caractéristiques granulométriques de l'écoulement en faisant une hypothèse sur le profil de vitesse du gaz et une hypothèse sur la sphéricité des bulles. Les profils de vitesse du gaz  $v_g(r)$  expérimentaux sont correctement représentés par une relation en puissance 1/7 (Garnier, 1997) :

$$v_g(r) = U_m \left( \frac{r}{R} \right)^{\frac{1}{7}} \quad (I.12)$$

avec :

$$U_m = 1.22 \frac{G}{\rho} \quad (I.13)$$

et :

$$\rho = (1-\alpha) \rho_l + \alpha \rho_v \quad (I.14)$$

$\rho_l$  et  $\rho_v$  étant les masses volumiques liquide et vapeur à saturation.

*et la vitesse gaz devrait croître  
lorsqu'on s'approche de la paroi  
vitesse nulle en  $r=0$*

*v liquide plutôt*

### L'aire interfaciale

En partant de la vitesse  $v_g(r)$ , il est possible d'estimer l'aire interfaciale volumique locale moyennée dans le temps  $a_i(r)$  par la relation suivante (Veteau, 1981 ; Cubizolles, 1996) :

$$a_i(r) = \frac{4v(r)}{v_g(r)} \quad (I.15)$$

### La densité de centres

Par définition la densité de centres est le nombre de centres de bulle passant par unité d'aire de section-droite et par unité de temps. La densité de centres  $Q_c(r)$  est calculée par la relation (Cubizolles, 1996) :

$$Q_c(r) = \frac{2h'(0,r)v(r)}{\pi v_g^2(r)} \quad (I.16)$$

où  $h'(0, r)$  représente la dérivée au temps  $t = 0$  de la densité de probabilité des temps vapeur déterminée à partir d'une représentation analytique de la densité de probabilité.

### Diamètre des inclusions

Enfin, le diamètre des inclusions  $D_g(r)$  peut être défini par la relation suivante (Cubizolles, 1996) :

$$D_g(r) = \sqrt{\frac{4v(r)}{\pi Q_c(r)}} \quad (I.17)$$

Ce diamètre est celui obtenu en supposant que toutes les bulles ont le même diamètre (donc en conservant la densité de centres). Ce diamètre est obtenu en ramenant chaque bulle à ce diamètre tout en conservant l'aire interfaciale. Contrairement au diamètre de Sauter (défini ci-dessous) il n'y a pas conservation du taux de vide. Par contre la notion du nombre de bulles, grandeur directement utilisable dans les modèles de coalescence et de fractionnement, est conservée.

Etudier la thèse de Cubizolles, pour comprendre ces relations, inclure si possible dans le cours.

### Le diamètre de Sauter

Il est également possible d'évaluer le diamètre de Sauter  $D_s$  par la relation classique suivante :

$$D_s(r) = \frac{6\alpha(r)}{a_i(r)} \quad (I.18)$$

### Récapitulatif

Les différentes grandeurs qui viennent d'être explicitées forment donc l'ensemble des données qui ont été stockées dans la banque au niveau des mesures par mono-sonde optique.

Ces grandeurs ainsi que leurs relations associées sont récapitulées dans le tableau ci-dessous.

Grandeur	Symbole	Relation
Taux de vide	$\alpha$	(I.11)
Aire interfaciale	$a_i$	(I.15)
Densité de centres	$Q_c$	(I.16)
Diamètre des inclusions	$D_g$	(I.17)
Diamètre de Sauter	$D_s$	(I.18)

Tableau I.1-2 : Récapitulatif des grandeurs mesurées et de leur relation associée

### I.1.3.2. Les mesures par bi-sonde optique

La bi-sonde est tout d'abord utilisée comme mono-sonde (en utilisant uniquement la sonde la plus en amont dans l'écoulement) et donc toutes les données décrites dans le paragraphe précédent sont accessibles de la même manière.

La bi-sonde n'est véritablement utilisée que pour mesurer la vitesse du gaz avec les hypothèses suivantes (Garnier, 1996) :

- les bulles sont sphériques,
- les gradients de vitesse et de densité de centres sont faibles sur une distance égale au diamètre maximal des bulles.

La vitesse gaz  $v_g(r)$  est alors obtenue en cherchant, s'il existe, le maximum de l'histogramme des temps de vol des interfaces entre les deux sondes défini comme étant le temps entre le percement de la bulle par la première sonde et le percement de la bulle par la deuxième sonde. Cet histogramme représente la probabilité  $H_{\Delta t}(\Delta t, r)dt$  que le temps de vol  $\Delta t$  soit compris entre  $\Delta t$  et  $\Delta t + dt$ . La valeur la plus probable  $\Delta t_p(r)$  étant déterminée, la vitesse  $v_g(r)$  s'en déduit par la relation suivante :

$$v_g(r) = \frac{\Delta z}{\Delta t_p(r)} \quad (I.19)$$

où  $\Delta z$  est la distance verticale entre les éléments sensibles de chaque sonde (Figure I.1-2). Tout comme pour les mesures par mono-sonde optique, cette vitesse est alors utilisée pour

calculer l'aire interfaciale  $a_i$  (Eq.I.15), les diamètres  $D_g$  (Eq.I.22) et  $D_s$  (Eq.I.23) et la densité de centre  $Q_c$  (Eq.I.16).

### I.1.3.3. Conclusions

Nous venons de montrer qu'il a été possible de déterminer les grandeurs caractéristiques d'un écoulement bouillant de Fréon 12 simulant des conditions d'écoulement REP. Nous donnons ci-dessous un récapitulatif des grandeurs mesurées avec le numéro de la relation correspondante ainsi que les incertitudes introduites par le système d'acquisition seul pour les mesures par bi-sonde, les incertitudes introduites par la mono-sonde étant difficilement estimables du fait de l'utilisation d'un modèle calculant la vitesse du gaz (Garnier, 1997 ; Garnier, 2000).

Grandeur	Symbole	Relation	Incertitudes
<b>Mono-sonde</b>			* : absolue
Taux de vide	$\alpha$	(I.11)	$\pm 2 \% *$
<b>Bi-sonde</b>			
Taux de vide	$\alpha$	(I.11)	$\pm 2 \% *$
Vitesse gaz	$v_g$	I.19	$< \pm 10 \%$
Aire interfaciale	$a_i$	(I.15)	$< \pm 10 \%$
Densité de centres	$Q_c$	(I.16) avec (I.19)	$< \pm 50 \%$
Diamètre des inclusions	$D_g$	(I.17) avec (I.19)	$< \pm 25 \%$
Diamètre de Sauter	$D_s$	(I.18) avec (I.19)	$< \pm 12 \%$

Tableau I.1-3 : Récapitulatif des grandeurs mesurées, de leur relation associée et des incertitudes de mesure.

## I.2. Première analyse des résultats

Nous proposons dans ce paragraphe une première interprétation qualitative de certains des résultats expérimentaux. Nous présentons notamment les évolutions des grandeurs qui permettent de décrire la topologie d'un écoulement diphasique, telles que le taux de vide, le diamètre des bulles, la densité de centres et l'aire interfaciale.

### 1.2.1. Le taux de vide

Par une première mesure effectuée le long d'un diamètre de la conduite, nous constatons que le profil de taux de vide est quasiment axisymétrique (Fig.I.2-1) ce qui justifie le choix de n'effectuer les mesures que sur un seul rayon.

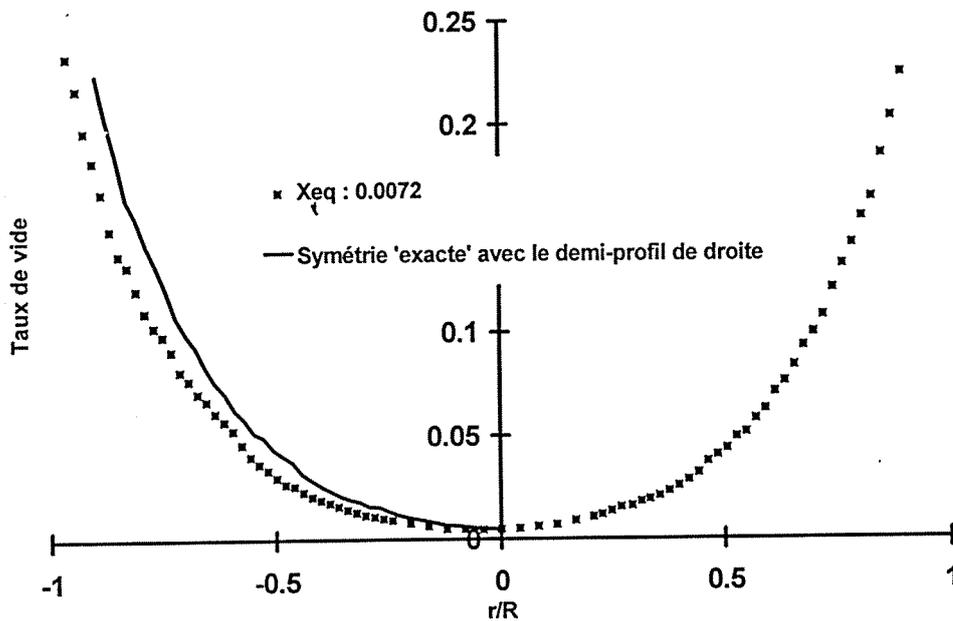


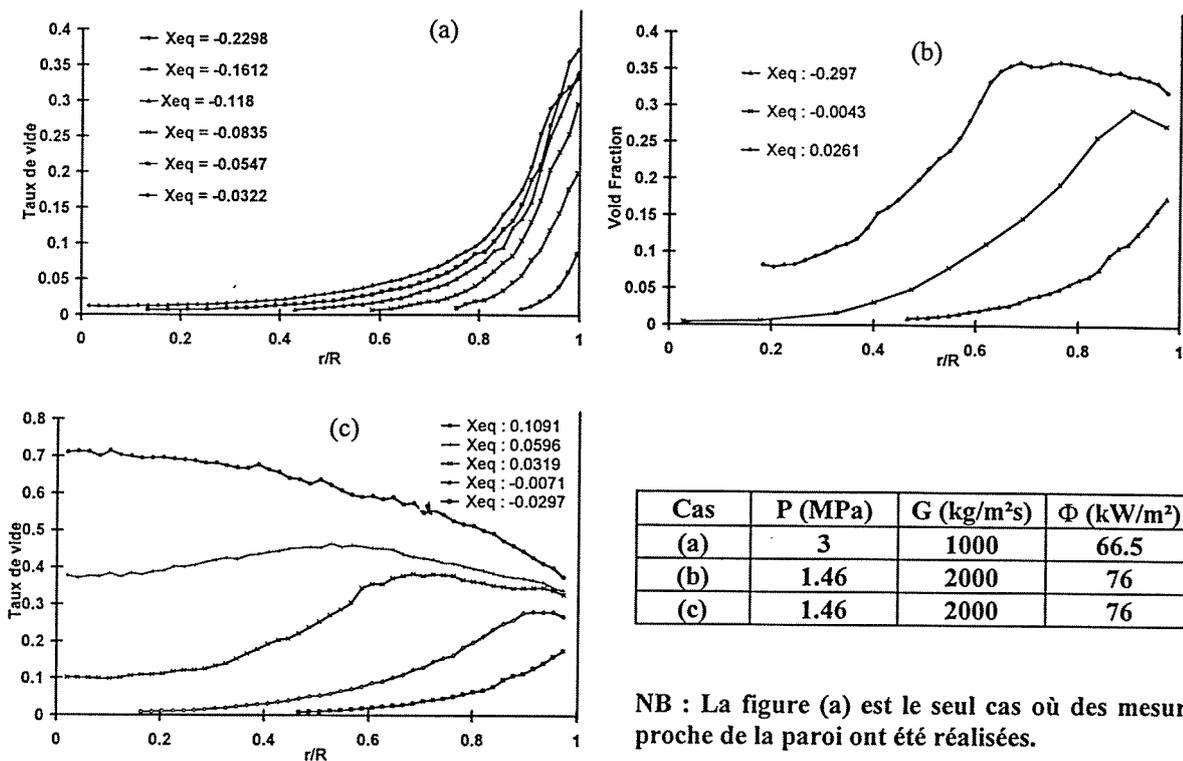
Figure I.2-1 : Mesure de taux de vide le long d'un diamètre.

Les profils de taux de vide peuvent présenter plusieurs formes : convexe, concave, à deux bosses (voir Fig.I.2-2).

Deux remarques peuvent être faites :

- le maximum de taux de vide se déplace de la paroi vers le coeur de l'écoulement,
- la migration de ce maximum du taux de vide survient lorsqu'il commence à y avoir des bulles au centre de l'écoulement.

Selon March (1999), dans un écoulement eau-vapeur finement dispersé à une pression de 15 MPa, la valeur maximale du taux de vide près de la paroi ne dépasse pas 0.35. Nous ne pouvons confirmer ce résultat, car la sonde ne peut se rapprocher de la paroi à moins de quelques micromètres (200-300  $\mu\text{m}$ ). Cependant nous n'avons pas observé de résultats qui sembleraient contredire cette observation et bien que notre étude porte sur des écoulements de Fréon 12, nous pouvons considérer que le comportement des bulles sur la paroi sera le même que lors d'écoulements bouillants d'eau.



NB : La figure (a) est le seul cas où des mesures proche de la paroi ont été réalisées.

Figure I.2-2 : Evolution du taux de vide suivant le titre thermodynamique

Il faut également noter que pour la plupart des essais sous-saturés, nous avons observé un profil typique avec un pic près de la paroi.

D'autres observations intéressantes peuvent être faites :

- Près de la paroi, le taux de vide augmente avec la densité de flux thermique (figure I.2-3).
- Dans le cœur de l'écoulement, l'influence du flux est peu sensible, le taux de vide local varie très peu en fonction de la densité de flux thermique. En revanche, les profils de taux de vide montrent des tendances paradoxales. En effet, pour un titre thermodynamique *négligé* (courbe a), le taux de vide augmente légèrement avec la densité de flux thermique (plus le flux chauffant en paroi est apportant, plus la vapeur atteint le centre de l'écoulement pour un titre faible). Pour un titre à l'équilibre *positif* (courbe c), cette tendance est contraire : plus la densité de flux augmente, plus le taux de vide diminue. Cette inversion ne s'explique pas à l'heure actuelle et ce paradoxe est surprenant.

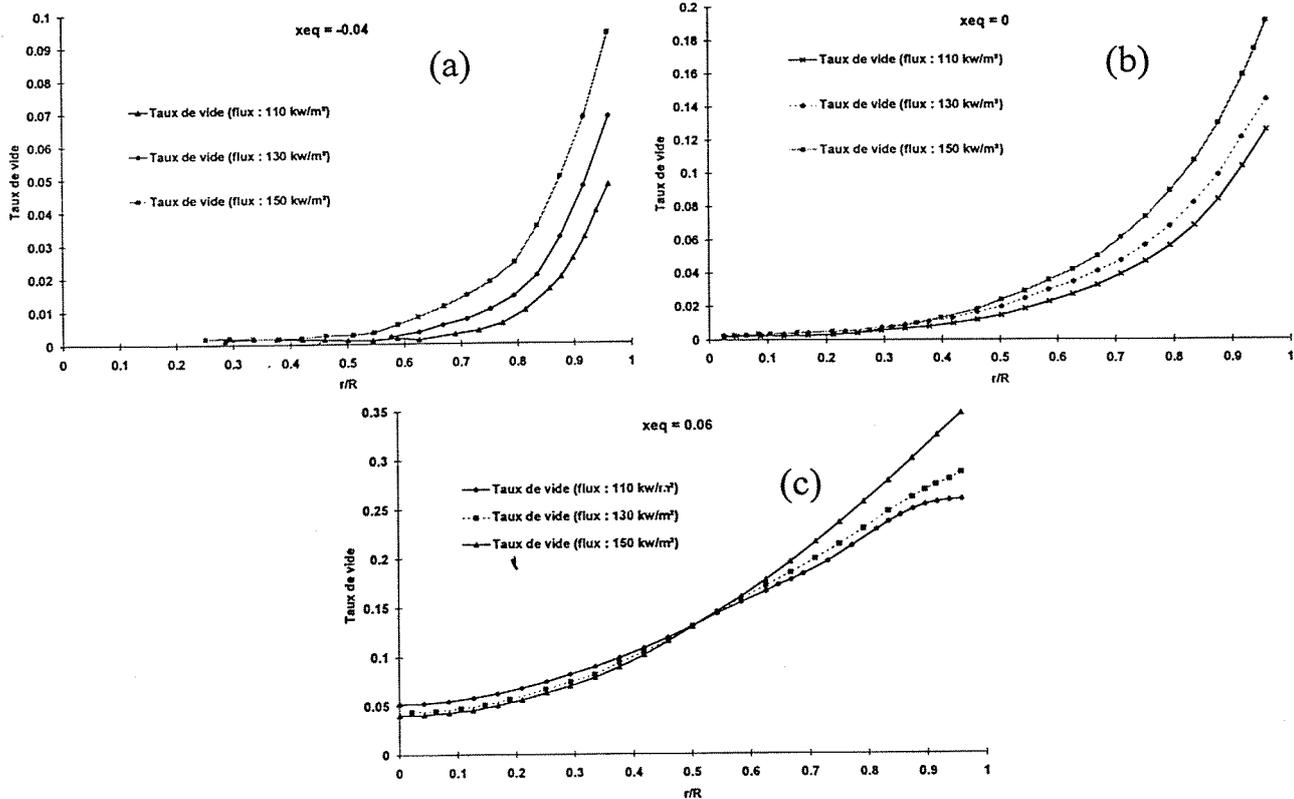


Figure I.2-3 : Evolution du taux de vide en fonction de la densité de flux  
 ( $P = 2.6 \text{ MPa}$ ,  $G = 3000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $r$  et  $x_{eq}$  fixés)

- Enfin, nous constatons que le titre de début d'ébullition est d'autant plus faible que la densité de flux est élevée (Fig.I.2-4).

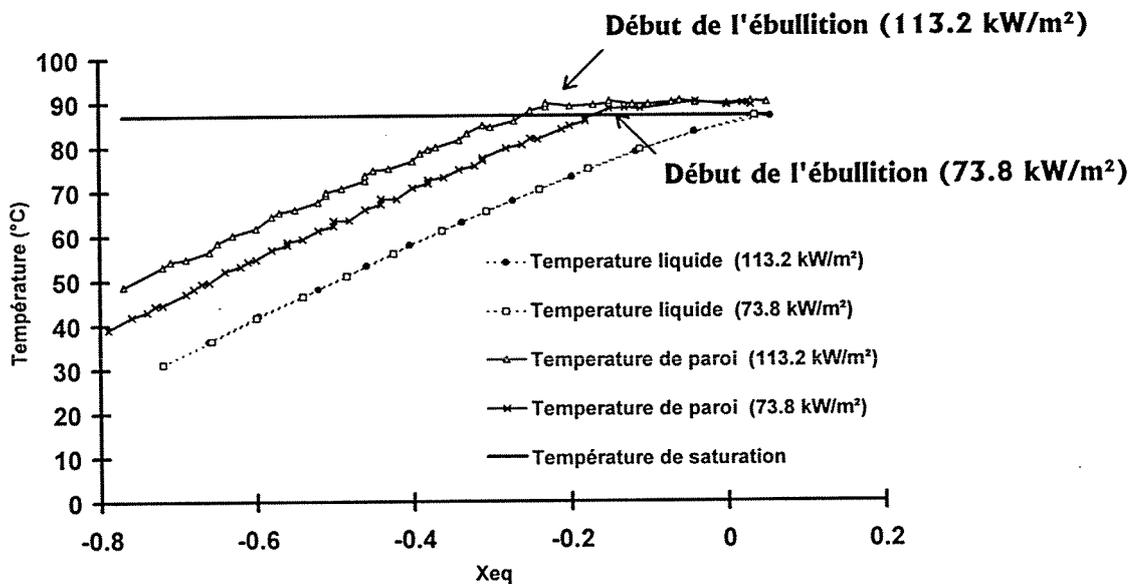


Figure I.2-4 : Evolution de la température de paroi en fonction du titre thermodynamique  
 ( $P = 2.6 \text{ MPa}$ ,  $G = 3000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ )

Les évolutions décrites ci-dessus peuvent être observées pour la majorité des cas traités dans la banque, cependant, il n'existe pas à ce jour de modèle capable de prédire toutes les tendances énumérées ci-dessus.

Qu'en est-il 10 ans plus tard ?

## 1.2.2. Le diamètre des bulles

Kataoka & Serizawa (1990), Zun (1988), Liu (1993), Grossetête (1995a, 1995b) parmi d'autres ont considéré la taille des bulles comme un paramètre-clé de la modélisation des écoulements diphasiques eau-air. Cependant, les effets de la taille des bulles ne sont pas clairement compris, par suite des interactions complexes qu'il peut y avoir entre les bulles, la phase liquide et les parois du tube. La prédiction de la distribution de taux de vide se heurtant à la méconnaissance de l'évolution de la taille des bulles au sein de l'écoulement, il apparaît donc primordial de connaître expérimentalement l'évolution de ce paramètre.

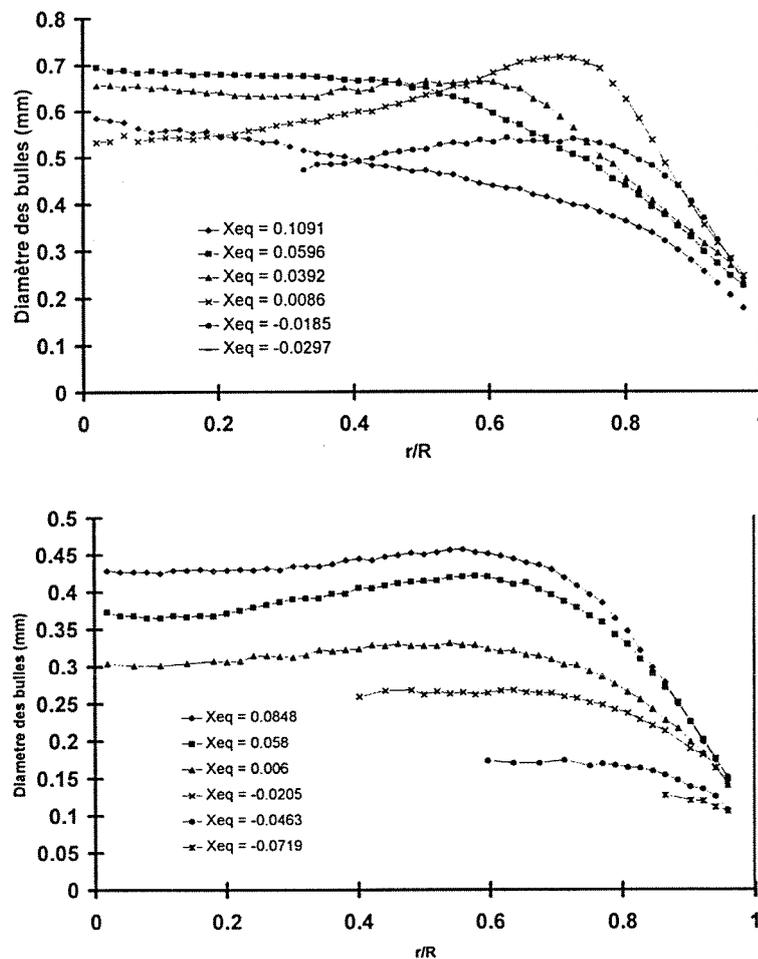


Figure 1.2-5: Profils typiques de diamètres de bulles mesurés durant les expériences DEBORA

Haut :  $P = 1.4 \text{ MPa}$ ,  $G = 2000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $\phi = 73.8 \text{ kW/m}^2$  Bas :  $P = 2.6 \text{ MPa}$ ,  $G = 3000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $\phi = 73.8 \text{ kW/m}^2$

Un comportement intéressant peut être noté concernant le diamètre des bulles en proche paroi. Comme nous pouvons le constater sur la figure I.2-5, il semble que *pour une pression donnée* le diamètre des bulles près de la paroi tendent vers un diamètre constant quel que soit le titre thermodynamique.

Nous pouvons alors faire l'hypothèse que le diamètre de détachement des bulles correspond au diamètre mesuré au point le plus proche de la paroi.

Cependant, le diamètre des bulles au premier point de mesure (150-300  $\mu\text{m}$ ) est légèrement inférieur à la distance entre la paroi et ce premier point de mesure (i.e. 300-400  $\mu\text{m}$ ). En conséquence, les bulles en paroi peuvent très bien avoir une taille beaucoup plus petite et être sujettes à de nombreuses coalescences dans la zone de proche paroi entraînant une augmentation importante du diamètre des bulles dans cette zone. Ces coalescences pourraient d'ailleurs être favorisées par la présence d'un nombre très important de bulles comme nous le verrons au paragraphe I.2.3.

Nous pouvons alors supposer que le diamètre de détachement est en fait beaucoup plus petit. Finalement, aucune conclusion définitive ne peut être donnée et il est vivement recommandé d'essayer de déterminer expérimentalement le diamètre de détachement des bulles et le comportement de celles-ci au voisinage de la paroi. Les bulles se détachent-elles de leur site de nucléation ou glissent-elles sur la paroi avant de se détacher? Ont-elles le temps de coalescer avec des bulles voisines avant de se détacher?

Il est clair que l'influence du comportement des bulles en paroi est très importante dans l'étude des écoulements avec ébullition en paroi. Quelques progrès concernant cette étude ont été récemment réalisés dans cette direction par March *et al.*, 1999.

Nous pouvons également constater sur la figure I.2-5 que le diamètre des bulles définit deux zones bien spécifiques dans le tube. Une zone que nous appellerons zone de paroi où le diamètre des bulles augmente de façon importante et une zone de cœur où le diamètre reste constant. L'augmentation du diamètre des bulles dans la zone de paroi peut s'expliquer par les effets combinés de la coalescence et de la condensation : les petites bulles se condensant et disparaissant alors que les plus grosses coalescent.

Dans la zone de cœur, le diamètre se stabilise et leur diamètre atteint une valeur d'environ 600-700  $\mu\text{m}$  à 14 bar et d'environ 300-400  $\mu\text{m}$  à 26 bar. Ce phénomène peut être expliqué de la manière suivante :

- les bulles atteignent une taille critique au-dessus de laquelle elles perdent leur stabilité mécanique et se fractionnent,

- le nombre de bulles au cœur de l'écoulement n'est plus suffisant pour que la coalescence soit possible.

Il semble enfin que le diamètre des bulles (pour un même titre thermodynamique et une position radiale fixée) ne soit pas lié à la densité de flux thermique, même en proche paroi (fig.I.2-6). Le phénomène dominant gouvernant la taille des bulles semble donc être un phénomène mécanique et cette dernière remarque devra être prise en compte dans la modélisation de la taille des bulles.

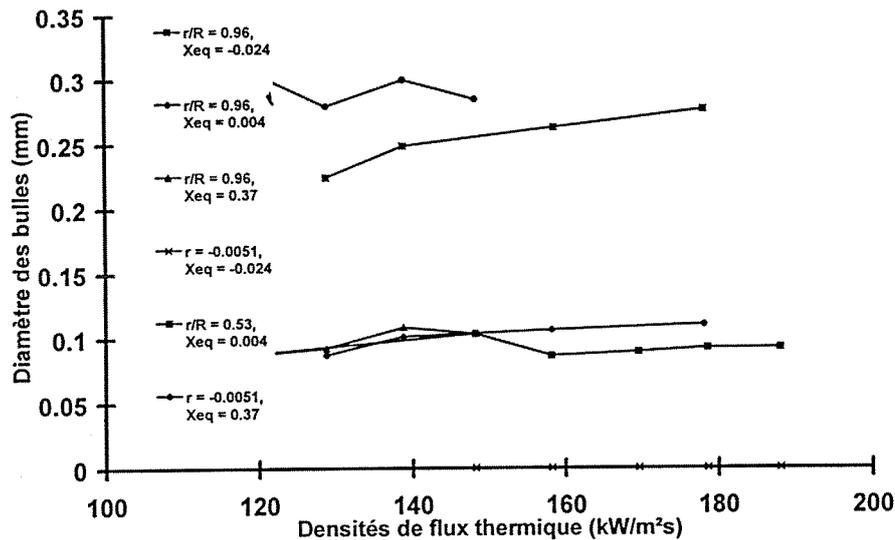


Figure I.2-6 : Evolution du diamètre de bulle en fonction de la densité de flux  
( $P = 2.6 \text{ MPa}$ ,  $G = 3000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $R$  et  $x_{eq}$  fixés)

### 1.2.3. La densité de centre de bulles

Ce paramètre représente le nombre de centres de bulles qui passent par unité d'aire et de temps. Le maximum de centre de bulle se trouve sur le premier point de mesure (fig.I.2-7). Lorsque le titre thermodynamique augmente, la valeur de la densité de centres  $Q_c$  augmente (à position de mesure fixée).

Nous pouvons également noter que près de la paroi la densité de centre de bulle est extrêmement élevée et qu'elle peut atteindre  $300\,000 \text{ centres/mm}^2\text{/s}$ , alors que dans le cœur de l'écoulement les valeurs mesurées sont de l'ordre de  $10\,000 \text{ centres/mm}^2\text{/s}$ .

Les fortes variations radiales de la densité de centres  $Q_c$  semblent dépendre de deux phénomènes simultanés : la recondensation et la coalescence des bulles. En effet, lorsque l'écoulement est sous-saturé, la décroissance radiale de  $Q_c$  est essentiellement due à la recondensation mais lorsque l'écoulement est saturé, cette décroissance radiale existe toujours

et révèle alors les phénomènes de coalescence. De plus, comme les valeurs de  $Q_c$  mesurées en paroi sont du même ordre de grandeur quel que soit le titre thermodynamique, il est alors fortement probable que la coalescence soit également présente dans les écoulements sous-saturés.

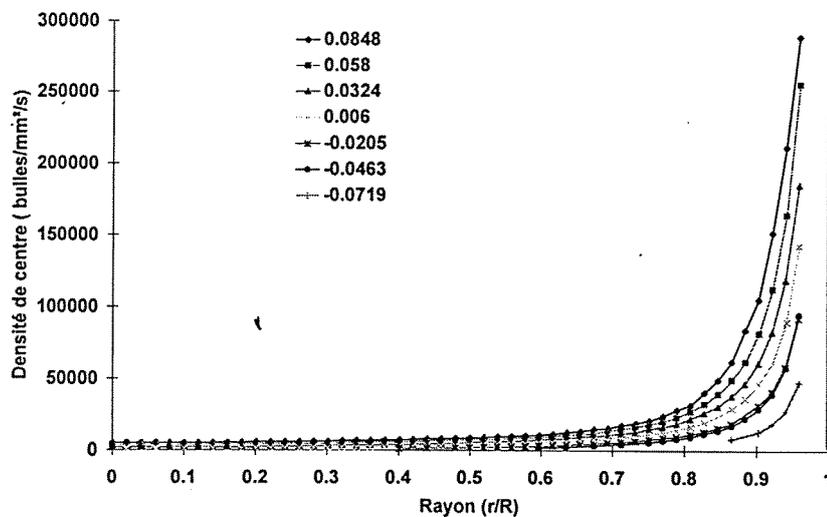


Figure I.2-7 : Profils typiques densités de centre de bulle mesurées durant les expériences DEBORA ( $P = 2.61$  MPa,  $G = 2000$  kg/m<sup>2</sup>s,  $\phi = 73.8$  kW/m<sup>2</sup>)

*Pour conclure, la modélisation des écoulements sous-saturés doit donc faire intervenir non seulement les phénomènes de recondensation mais également ceux de coalescence.*

**Remarque :** Supposons que la valeur moyenne de  $Q_c$  soit de 50 000 centres/mm<sup>2</sup>/s, le nombre de bulles passant à travers la section de sortie peut atteindre alors le nombre impressionnant de 15 millions de bulles par seconde même si le taux de vide est faible !

#### I.2.4. L'aire interfaciale

Voilà une excellente remarque pour les inconditionnels de la simulation numérique !

Cette grandeur est l'aire de la surface par laquelle se font les échanges de masse et d'énergie, ainsi qu'une partie des échanges de quantité de mouvement entre phases. Elle sera définie de façon précise au chapitre VI car sa connaissance est capitale dans la modélisation des écoulements diphasiques.

Comme nous pouvons le constater sur la figure I.2.8, les profils de concentration d'aire interfaciale lors d'écoulements bouillants peuvent être déterminés sans ambiguïté.

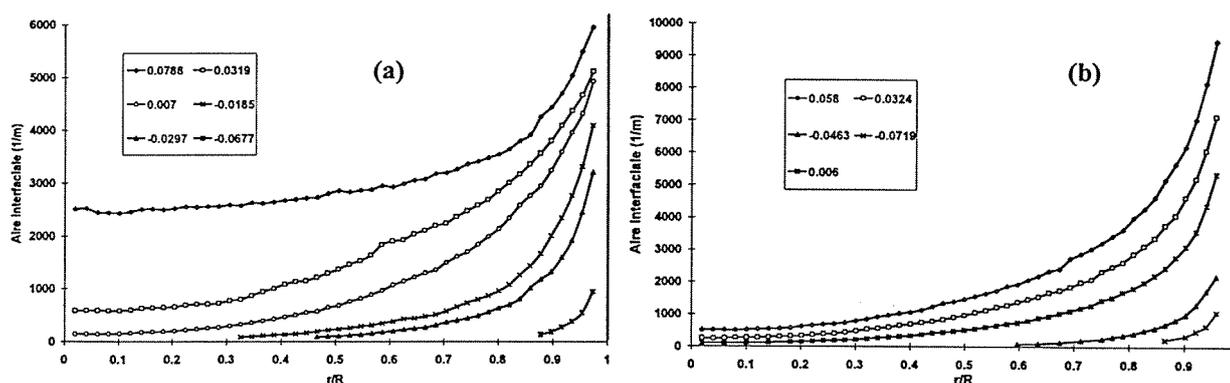


Figure I.2-8 : Profils typiques d'aire interfaciale mesurés durant les expériences DEBORA

(a) : ( $P = 1.46$  MPa,  $G = 2000$  kg/m<sup>2</sup>s,  $\phi = 76.2$  kW/m<sup>2</sup>)

(b) : ( $P = 2.61$  MPa,  $G = 2000$  kg/m<sup>2</sup>s,  $\phi = 73.8$  kW/m<sup>2</sup>)

Les mêmes types de profils ont toujours été observés. La décroissance de l'aire interfaciale de la paroi vers le cœur démontre qu'il y existe une forte coalescence dans la région de proche paroi (diminution très forte de l'aire interfaciale ainsi que de la densité de centre). Puis dans la zone dite de cœur, il semble qu'il n'y existe pas de fractionnement, car il n'y a pas d'augmentation de la densité de centres et l'aire interfaciale reste constante et même décroît.

### I.3. Etude de la cohérence interne de la banque de données DEBORA

Afin de montrer la cohérence interne de cette banque, nous avons effectué deux études complémentaires. D'une part, nous comparé les mesures des températures de paroi réalisées en sortie de tube avec des mesures réalisées le long du tube donc à différents niveaux mais à même titre thermodynamique. D'autre part, la température moyenne liquide, calculée par intégration du profil des températures (moyennant hypothèse d'un profil plat de vitesse), est comparée à une température calculée par un bilan thermique.

#### I.3.1. Cohérence des mesures de température de paroi

Quatre thermocouples permettent de mesurer la température de paroi le long du tube à différents niveaux (Fig.I.3-1).

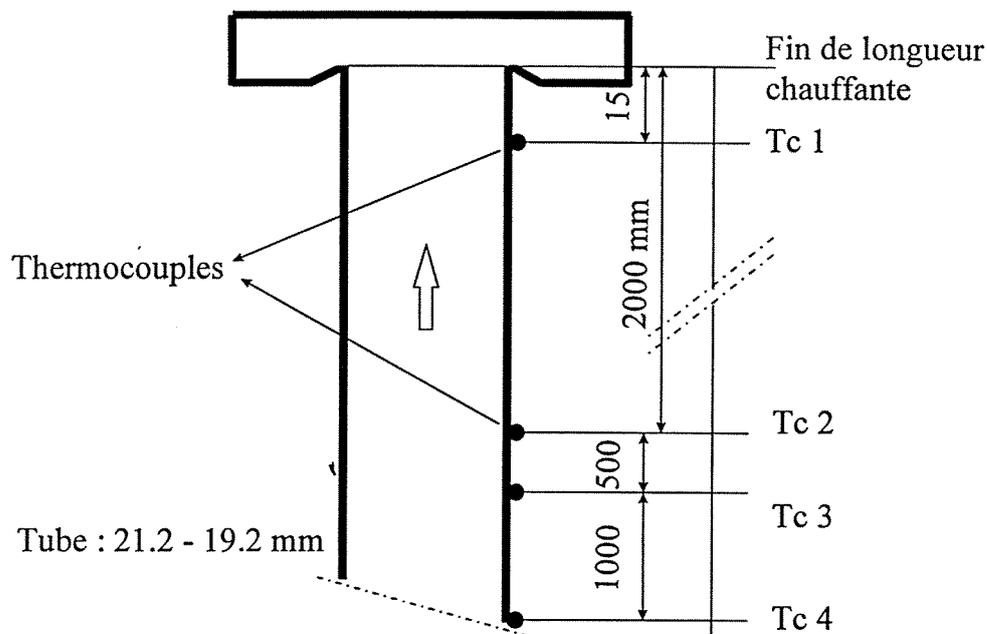


Figure I.3-1 : Position des quatre thermocouples le long du tube chauffant

Trois de ces thermocouples sont situés le long de la longueur chauffante et le dernier est situé au niveau de la section de mesure.

La température de paroi mesurée au niveau de la section de mesure apporte une information essentielle puisque c'est précisément là que sont effectuées les autres mesures (taux de vide, taille de bulle, etc.) grâce aux sondes optiques.

Afin de montrer la cohérence des mesures de température de paroi, prenons un exemple. Tout d'abord, regardons l'évolution de la température de paroi en sortie pour des conditions thermohydrauliques fixées ( $P$ ,  $G$ ,  $\Phi$ ) en fonction de la température d'entrée (Tableau I.3-1). Puis, pour chaque température d'entrée, observons l'évolution de la température de paroi sur les 4 thermocouples disposés à différentes hauteurs (Tableau I.3-2).

Les températures mesurées à la cote  $z = 3.485$  m dans le tableau I.3-2 correspondent en fait aux températures de paroi données dans le tableau I.3-1.

Nous avons donc porté sur un graphique les évolutions des températures de paroi en sortie et le long du tube suivant le titre thermodynamique (fig.I.3-2).

$P = 26.2 \text{ bar}, G = 1982 \text{ kg/m}^2\text{s}$ $\phi = 73.9 \text{ kW/m}^2, z = 3.485 \text{ m}$	$T_{en} (\text{°C})$	$x_{eq} \text{ (sortie)}$	$T_w (\text{°C})$
	19.84	-0.530	75.7
	24.57	-0.483	79.9
	29.47	-0.425	83.7
	31.46	-0.401	85.5
	35.36	-0.354	87.6
	39.92	-0.301	88.2
	44.90	-0.244	88.6
	49.72	-0.185	88.8
	55.70	-0.110	89.0
	61.51	-0.036	89.1
	66.57	0.031	89.1
70.31	0.081	89.3	

$T_{sat} = 86,83 \text{°C}$

Tableau I.3-1: Température de paroi en sortie en fonction de la température d'entrée

$P = 26.2 \text{ bar}, G = 1982 \text{ kg/m}^2\text{s}$ $\Phi = 73.9 \text{ kW/m}^2, T_{en} = 29.47 \text{ °C}$	position (m)	titre thermodynamique	$T_w (\text{°C})$
	1.465	-0.61	71.5
	2.465	-0.52	78.4
	2.965	-0.47	81.3
	3.485	-0.425	83.7
$P = 26.2 \text{ bar}, G = 1982 \text{ kg/m}^2\text{s}$ $\Phi = 73.9 \text{ kW/m}^2, T_{en} = 24.57 \text{ °C}$	position (m)	titre thermodynamique	$T_w (\text{°C})$
	1.465	-0.67	67.3
	2.465	-0.58	74.2
	2.965	-0.53	77.2
	3.485	-0.483	79.9

Tableau I.3-2 : Température de paroi en fonction de la hauteur dans le tube

Nous constatons que les différents points de mesure sont regroupés sur une même courbe avec une certaine marge correspondant aux incertitudes de mesures.

En fait, ces mesures de température de paroi ne devraient pas être exactement sur la même courbe, car elles sont réalisées à une pression de sortie fixée et la perte de pression engendrée dans la longueur du tube devrait donc influencer sur les résultats. Cependant les résultats restent cohérents car cette perte de pression est faible devant la pression absolue et son influence sur les propriétés physiques et plus spécialement sur la chaleur de vaporisation est négligeable.

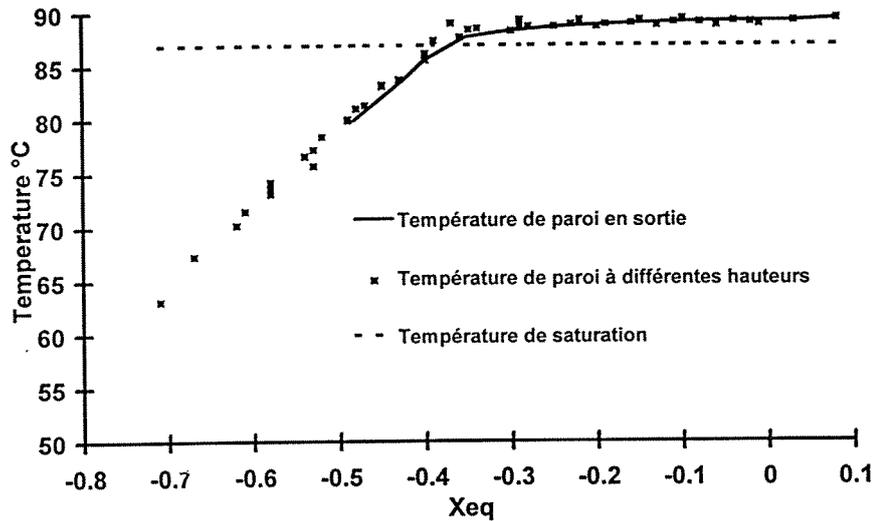


Figure I.3-2 : Comparaison des températures de paroi en sortie et des températures de paroi le long du tube. ( $P = 26.2$  bar,  $G = 1982$  kg/m<sup>2</sup>s,  $\phi = 73.9$  kW/m<sup>2</sup>)

Les mêmes tests ont été réalisés pour plusieurs cas de la banque de données et les mêmes conclusions ont été obtenues. Nous pouvons donc conclure à la cohérence des mesures de températures de paroi.

### I.3.2. Cohérence des mesures de température de la phase liquide

Comme nous l'avons vu, la banque de données contient les mesures de température liquide le long d'un diamètre. Un exemple est donné sur la figure I.3-3.

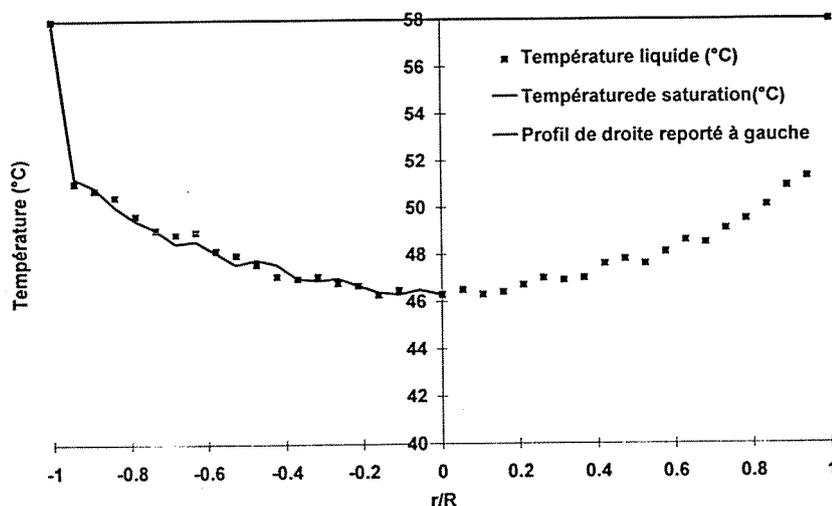


Figure I.3-3 : Distribution de la température liquide ( $P = 26$  bar,  $G = 2000$  kg/m<sup>2</sup>s,  $\Phi = 74$  kW/m<sup>2</sup>,  $x_{eq} = -0.0762$ )

Ces mesures locales ont été moyennées sur la section afin d'obtenir une évolution de la valeur moyenne de la température liquide en fonction du titre thermodynamique.

La température moyenne est calculée par la relation suivante :

$$T_l = \frac{\sum_1^N \left( \frac{T_{i+1} - T_i}{2} \right) (r_{i+1}^2 - r_i^2)}{R^2}$$

J'aurais pris la température de mélange. En monophasique je suis OK (1.20)

Cette valeur est alors comparée à la température moyenne du liquide obtenue par bilan thermique. Un exemple est donné à la figure I.3-4.

L'évolution de la température moyenne liquide est donc bien cohérente, dans le domaine monophasique, avec la température déduite par un bilan thermique.

L'étude et l'analyse des deux cas cités ci-dessus permet de montrer la cohérence de deux données principales de la banque, la température de paroi et la température moyenne liquide. Ces tests ont été menés pour la plupart des cas rencontrés dans la banque et les résultats montrent que la banque de données est digne de confiance.

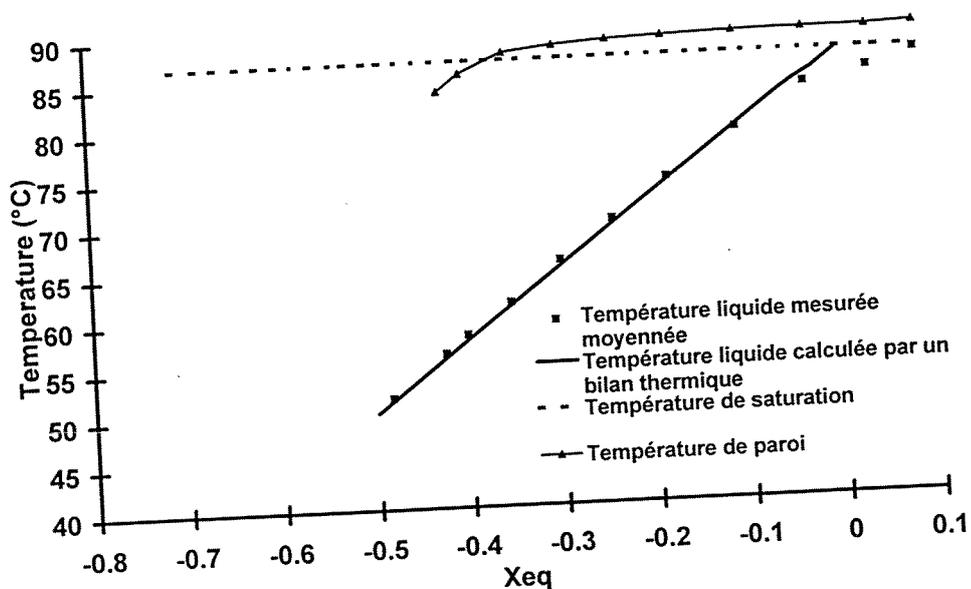


Figure I.3-4 : Comparaison entre la température expérimentale moyennée et la température calculée (P = 26 bar, G = 2000 kg/m<sup>2</sup>s, Φ = 76 kW/m<sup>2</sup>)

## I.4. Conclusions et proposition d'exploitation des données expérimentales

Nous avons présenté dans ce premier chapitre les travaux expérimentaux relatifs à la caractérisation de la topologie des écoulements bouillants sous-saturés. Une large banque de données relatives aux évolutions des grandeurs physiques pertinentes permettant de comprendre l'évolution de tels écoulements a été élaborée.

Ces mesures constituent le premier pas d'une exploration systématique du domaine des points de fonctionnement des transitoires de classe I et II des REP. Elles permettent d'analyser l'évolution de la structure locale de l'écoulement depuis le début de l'ébullition jusqu'à l'approche de la crise d'ébullition à partir de cartes de taux de vide, de diamètre caractéristique des bulles, et de flux de centres de bulles, de vitesse de la phase gazeuse et d'aire interfaciale. De plus, des mesures de température liquide en écoulement sous-saturé complètent ces données.

*Notons cependant que la connaissance exhaustive de la structure locale de l'écoulement nécessiterait le développement et l'utilisation d'une instrumentation dédiée à la mesure des composantes axiales et radiales de la vitesse liquide.*

Nous avons pu identifier les points marquants suivants :

- le diamètre des bulles en paroi (et donc probablement diamètre de détachement des bulles) semble être le même quel que soit le titre thermodynamique,
- il existe une zone de proche paroi dans laquelle la coalescence des bulles est importante,
- le fractionnement ne semble pas exister dans les configurations d'écoulements étudiés,
- une connaissance plus fine des phénomènes en paroi est indispensable.

L'analyse de cette base de données permet, comme nous l'avons vu, de qualifier mais doit également permettre de quantifier les phénomènes de base mis en jeu au cours de l'ébullition à haute pression (transferts de masse, d'énergie, de quantité de mouvement, phénomènes de coalescence, recondensation) aussi bien au coeur de l'écoulement qu'à proximité de la paroi chauffante.

Cette banque de données est donc un outil indispensable à l'évolution des codes de calcul thermohydrauliques tridimensionnels. Les résultats expérimentaux doivent permettre de

justifier, voire d'élaborer, les modèles implantés dans les codes de calcul thermohydrauliques tridimensionnels. Ce travail fera l'objet de l'étude de la deuxième partie de ce document (chapitres IV et V )

Dans un premier temps, ces données vont permettre de sélectionner des modèles permettant de calculer l'évolution *monodimensionnelle* du taux de vide et de la température de paroi.

Les deux chapitres suivants sont ainsi dédiés à l'analyse bibliographique critique des modèles de taux de vide, de température de paroi et de pertes de pression et à la comparaison de ces modèles aux résultats expérimentaux DEBORA. Ce travail aboutira à un choix de modèles permettant de décrire l'évolution du taux de vide et de la température de paroi lors d'écoulements bouillants sous-saturés de R12 simulant les conditions de fonctionnement des REP.

# Chapitre II

## Modélisation monodimensionnelle

### Analyse bibliographique critique

<b>II.1. MODÉLISATION MONODIMENSIONNELLE DU TAUX DE VIDE.....</b>	<b>53</b>
II.1.1. INTRODUCTION.....	53
II.1.2. MODÉLISATION DU TAUX DE VIDE .....	55
II.1.3. LOCALISATION DU POINT DE DÉBUT D'ÉBULLITION NUCLÉÉE (POINT ONB) .....	56
II.1.4. LOCALISATION DU POINT DE DÉTACHEMENT DES BULLES (POINT OSV).....	58
II.1.5. L'ÉBULLITION SOUS-SATURÉE À FORTE SOUS-SATURATION (RÉGION I) .....	64
II.1.6. L'ÉBULLITION SOUS-SATURÉE À FAIBLE SOUS-SATURATION (RÉGION II).....	68
II.1.7. MODÈLE GÉNÉRAL DE ROUHANI & AXELSSON.....	75
II.1.8. CONCLUSIONS .....	77
<b>II.2. MODÉLISATION MONODIMENSIONNELLE DES PERTES DE PRESSION.....</b>	<b>79</b>
II.2.1. INTRODUCTION.....	79
II.2.2. LES CORRÉLATIONS EMPIRIQUES .....	82
II.2.3. CONCLUSIONS .....	89
<b>II.3. MODÉLISATION MONODIMENSIONNELLE DU TRANSFERT DE CHALEUR.....</b>	<b>90</b>
II.3.1. INTRODUCTION.....	90
II.3.2. TRANSFERT DE CHALEUR MONOPHASIQUE .....	92
II.3.3. LE DÉBUT DE L'ÉBULLITION NUCLÉÉE (ONB).....	93
II.3.4. L'ÉBULLITION SOUS-SATURÉE PARTIELLE.....	94
II.3.5. L'ÉBULLITION SOUS-SATURÉE PLEINEMENT DÉVELOPPÉE.....	98
II.3.6. LES CORRÉLATIONS D'ÉBULLITION SOUS-SATURÉE.....	99
II.3.7. LES CORRÉLATIONS D'ÉBULLITION CONVECTIVE.....	100
II.3.8. CONCLUSIONS .....	104
<b>II.4. CONCLUSIONS ET STRATÉGIE DE MODÉLISATION APPLIQUÉE AUX CAS DES</b>	
<b>ÉCOULEMENTS DE R12 .....</b>	<b>105</b>



De nombreux travaux théoriques et expérimentaux ont été réalisés au cours des quarante dernières années sur les écoulements bouillants sous-saturés dans le but de définir ou d'améliorer les modèles physiques permettant de décrire ce type d'écoulement.

La présente analyse bibliographique porte sur l'approche monodimensionnelle adoptée pour déterminer le taux de vide, les pertes de pression ainsi que les coefficients de transfert de chaleur dans ces écoulements.

Nous nous intéressons, à la suite des travaux expérimentaux réalisés sur la boucle DEBORA aux écoulements ascendants en tubes verticaux. Les différents modèles de la littérature permettant de déterminer les quantités citées ci-dessus seront mis en œuvre dans le cas d'écoulements eau-vapeur dans les conditions de fonctionnement d'un réacteur nucléaire à haute pression (10 à 18 MPa), haute vitesse massique (1000 à 5000 kg/m<sup>2</sup>s) et forte densité de flux thermique (0.5 à 6 MW/m<sup>2</sup>). Ces écoulements ont été simulés à l'aide de Fréon 12 sur l'installation expérimentale DEBORA.

Les conclusions de cette analyse critique vont permettre d'effectuer au chapitre suivant la comparaison des résultats fournis par les modèles avec les données expérimentales en eau disponibles dans la littérature et les données en R12 acquises lors du programme expérimental.

## **II.1. Modélisation monodimensionnelle du taux de vide**

### **II.1.1. Introduction**

Lors de l'étude des écoulements bouillants sous-saturés en conduite, il est nécessaire d'estimer de façon quantitative la présence relative de chaque phase, *le taux de vide*, le long de la conduite. La connaissance de cette grandeur est nécessaire d'une part pour évaluer les pertes de pression et d'autre part pour prédire la valeur du flux critique (CHF) dans des régions où le titre massique est faible (cas de l'ébullition sous-saturée). Par ailleurs certains travaux (Saha & Zuber, 1974) ont également montré que le taux de vide en écoulement sous-saturé avait un effet non négligeable sur la naissance d'instabilités en écoulements diphasiques

comme les excursions et/ou les oscillations de débit. La capacité à pouvoir prédire de façon précise le taux de vide paraît donc primordiale.

La prédiction du taux de vide en ébullition sous-saturée est très délicate car, par définition de l'ébullition sous-saturée, la vapeur produite en paroi se recondense en partie dans le cœur de l'écoulement. La présence de gradients importants de température liquide et de taux de vide dans la direction transverse de l'écoulement complique de ce fait l'analyse de ce régime particulier.

Dans un écoulement en ébullition sous-saturée, deux régions bien distinctes (Fig.II.1-1) peuvent être mises en évidence. Dans la *région I* (entre les points A et B), la sous-saturation est importante, le taux de vide est faible et correspond à une couche de bulles attachées le long de la paroi. Dans la *région II* (entre les points B et D) la sous-saturation est plus faible. Les bulles commencent à se détacher de la paroi et contribuent à l'augmentation significative du taux de vide.

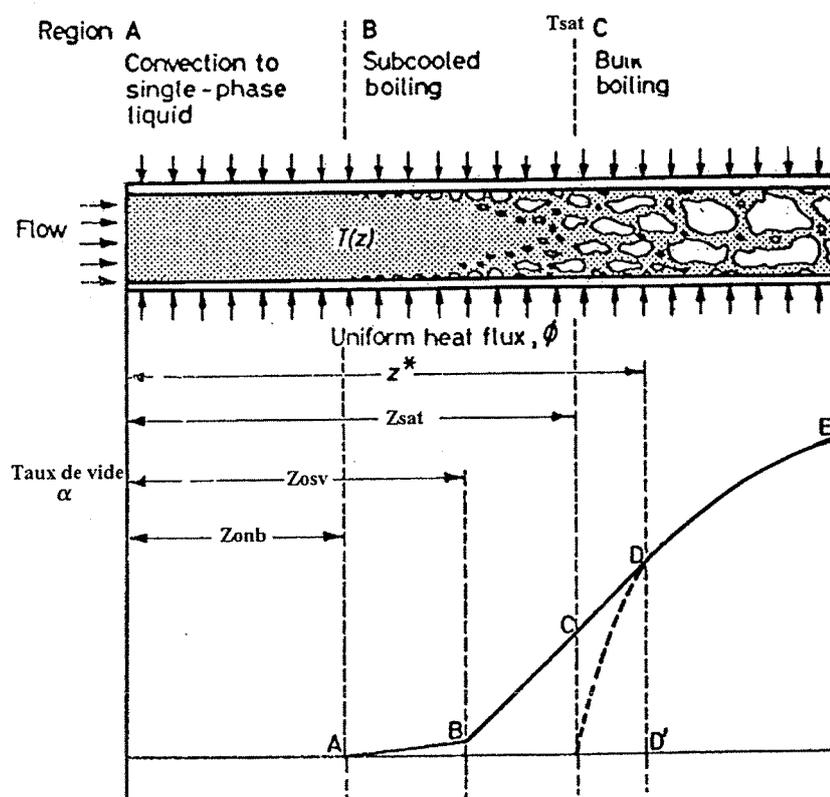


Figure II.1-1: Evolution du taux de vide le long de l'écoulement (d'après Collier & Thome, 1992, p.221)

Au point C ( $z=z_{sat}$ ), l'enthalpie moyenne du fluide atteint l'enthalpie de saturation et l'écoulement devient totalement saturé si on considère que l'équilibre thermodynamique est respecté. Cependant, la présence de vapeur dans l'écoulement implique que le liquide doit être encore en dessous de la température de saturation pour obtenir une enthalpie équivalente à celle du liquide saturé. Lorsque le fluide atteint le point D, l'enthalpie totale, qui est alors supérieure à l'enthalpie du liquide saturé, est suffisante pour avoir amené tout le liquide à la température de saturation.

## II.1.2. Modélisation du taux de vide

La modélisation monodimensionnelle d'un écoulement diphasique repose sur l'utilisation de grandeurs moyennées sur les domaines occupés par chaque phase dans une section droite de la conduite. Le taux de vide  $\alpha$  dans cette section est alors défini comme le rapport de l'aire  $A_g$  du domaine occupé par la vapeur à l'aire  $A_g + A_l$  de la section droite de la conduite,

$$\alpha \hat{=} \frac{A_g}{A_g + A_l} \quad (\text{II.1})$$

Le titre volumique de vapeur  $\beta$  est défini comme le rapport du débit-volume de vapeur  $Q_g$  au débit-volume du mélange  $Q_g + Q_l$ ,

$$\beta \hat{=} \frac{Q_g}{Q_g + Q_l} \quad (\text{II.2})$$

Le modèle le plus simple, *le modèle homogène*, est basé sur les hypothèses de vitesses locales du liquide et du gaz identiques et de profils plats. Le taux de vide est alors donné par la relation :

$$\alpha = \beta \quad (\text{II.3})$$

Le modèle de *Zuber & Findlay* (1965) prend en compte des vitesses locales  $v_l$  et  $v_g$  différentes pour la phase liquide et la phase gazeuse et des profils ~~en loi puissance~~. Le taux de vide  $\alpha$  est alors donné par la relation :

$$\alpha = \frac{\beta}{C_0 + \tilde{v}_{gj}/J} \quad (\text{II.4})$$

ou encore,

$$\alpha = \frac{x\rho_l G}{C_0 [x\rho_l + (1-x)\rho_g] G + \tilde{v}_{gj}\rho_l\rho_g} \quad (\text{II.5})$$

où  $C_0$  est le paramètre de distribution,  $x$  le titre réel (rapport du débit-masse de vapeur au débit-masse du mélange) et  $\tilde{v}_{gj}$  la vitesse de dérive pondérée des phases. Les grandeurs  $C_0$  et  $\tilde{v}_{gj}$  sont définis par les relations suivantes :

$$C_0 \hat{=} \frac{\langle \alpha j \rangle}{\langle \alpha \rangle \langle j \rangle} \quad (\text{II.6})$$

avec

$$j \hat{=} \alpha v_g + (1-\alpha)v_l \quad (\text{II.7})$$

et

$$\tilde{v}_{gj} \hat{=} \frac{\langle \alpha v_{gj} \rangle}{\langle \alpha \rangle} \quad (\text{II.8})$$

avec

$$v_{gj} \hat{=} (1-\alpha)(v_g - v_l) \quad (\text{II.9})$$

Dans les équations (II.6) et (II.8) le symbole  $\langle \rangle$  désigne l'opérateur de moyenne sur la section droite de la conduite.

Des modélisations de chaque grandeur  $C_0$ ,  $\tilde{v}_{gj}$  et du titre  $x$  seront donc nécessaires dans le cas des écoulements bouillants sous-saturés.

### II.1.3. Localisation du point de début d'ébullition nucléée (point ONB)

La côte  $z_{\text{ONB}}$  marque l'apparition de l'activation des premiers sites de nucléation. Elle est déterminée par le bilan thermique suivant :

$$z_{\text{ONB}} = \frac{Gc_{pl}D}{4} \left[ \frac{(T_{\text{sat}} - T_{\text{in}}) + (\Delta T_{\text{sat}})_{\text{ONB}}}{\phi} - \frac{1}{h_{lo}} \right] \quad (\text{II.10})$$

Cohérence thermo ?

où  $T_{sat}$  et  $T_{in}$  sont respectivement les températures de saturation et d'entrée du fluide,  $(\Delta T_{sat})_{ONB}$  est le critère de surchauffe nécessaire au démarrage de l'ébullition défini par l'équation suivante :

$$(\Delta T_{sat})_{ONB} \hat{=} T_w - T_{sat} \quad (II.11)$$

$h_{lo}$  est le coefficient d'échange monophasique donné pour un écoulement turbulent par la relation de Dittus-Boelter :

$$\frac{h_{lo} D}{\lambda_1} = 0.023 \left[ \frac{GD}{\mu_{1t}} \right]^{0.8} \left[ \frac{c_p \mu_1}{\lambda_1} \right]^{1/3} \quad (II.12)$$

Cette relation est valable pour un écoulement en tube vertical où  $z/D > 50$  et où  $Re > 10000$  avec le nombre de Reynolds  $Re$  défini par :

$$Re \hat{=} \frac{GD}{\mu} \quad (II.13)$$

Pour ces deux corrélations, les propriétés du fluide sont prises à la température moyenne  $(T_w + T_l(z))/2$  où  $T_l(z)$  est la température moyenne du liquide à la cote considérée et  $T_w$  la température de la paroi.

Afin de déterminer cette température de surchauffe de la paroi, Bergles & Rohsenow (1964) ont obtenu graphiquement une solution déduite du postulat de Hsu (qui suppose que les bulles dans les cavités de nucléation ne grossiront que si la température du point de l'interface le plus éloigné de la paroi est supérieure à la température de saturation  $T_{sat}$ ). Les auteurs proposent donc la corrélation suivante, valable *uniquement* pour de l'eau,

$$(T_w - T_{sat})_{ONB} = 0,556 \left[ \frac{\phi}{1082P^{1,156}} \right]^{0,463P^{0,0234}} \quad (II.14)$$

où  $P$  est la pression du système en bar et  $\phi$  la densité de flux thermique en  $W/m^2$ . Cette corrélation a été établie pour des pressions variant de 1 à 138 bar, des vitesses massiques de 3600 à 15000  $kg/m^2s$  et des densités de flux thermique de 0.12 à 15  $MW/m^2$ .

Une solution analytique a été obtenue par Davis & Anderson (1966) qui proposent,

$$(T_w - T_{sat})_{ONB} = \left[ \frac{8\sigma\phi T_{sat}}{\lambda_l L \rho_g} \right]^{0,5} \quad (II.15)$$

Cette corrélation a été établie pour des pressions variant de 4 à 138 bar, des vitesses massiques de 1000 à 5000 kg/m<sup>2</sup>s et des densités de flux thermique de 1.5 à 15 MW/m<sup>2</sup>.

Enfin, Frost & Dzakowic (1967) ont étendu le traitement des équations proposées par Davis & Anderson et suggèrent :

$$(T_w - T_{sat})_{ONB} = \left[ \frac{8\sigma\phi T_{sat}}{\lambda_{lsat} L \rho_g} \right]^{0,5} Pr_{lsat} \quad (II.16)$$

Cette corrélation est applicable pour d'autres fluides que l'eau, notamment pour les réfrigérants (eg R22, R12...). Cette corrélation, établie pour l'eau à des pressions variant de 1 à 200 bar, pour une densité de flux thermique de 0.15 MW/m<sup>2</sup> est valable pour le Fréon 12 à des pressions variant de 1 à 30 bar, pour une densité de flux thermique de 0.15 MW/m<sup>2</sup> (aucune précision sur la gamme de vitesse massique n'est donnée).

*Ces différentes corrélations ont été établies pour des matériaux (acier notamment) dont la surface possède une certaine densité de sites de nucléation (correspondante au type de matériau utilisé lors des expériences, à l'état de surface, etc.). Cette densité de sites peut être complètement différente pour d'autres matériaux (ou même pour le même matériau) et ces corrélations deviennent alors sujettes à caution.*

Connaissant la température au point début d'ébullition, il est alors facile de déterminer le point  $z_{ONB}$  par un simple bilan thermique.

#### II.1.4. Localisation du point de détachement des bulles (Point OSV)

La transition entre les deux régions, au point B (fig.II.1-1), également appelé point NVG (Net Vapor Generation) ou OSV (Onset of Significant Void), est associée au début de l'ébullition sous-saturée pleinement développée. Les bulles commencent à se détacher de la paroi et à migrer au sein de l'écoulement liquide. Elles y subissent un plus ou moins fort taux de recondensation qui a pour effet d'augmenter la température au sein du liquide.

**Il est clair qu'en supposant que le transport n'a lieu que dans le liquide, on ne prend pas en compte ce mécanisme**

Dans leur revue critique des modèles prédisant le point OSV, Lee et al. (1992) font un bref récapitulatif des modèles existants. Certains de ces modèles ont été établis à partir d'analyses théoriques et d'ajustements empiriques. Les modèles *analytiques* les plus connus sont ceux de Levy (1967), Staub (1968), et Rogers et al. (1987). Plusieurs modèles *empiriques* ont également été proposés. Dans ces derniers, les valeurs expérimentales du point OSV ont été corrélées par des relations incluant la géométrie, les propriétés du fluide et les paramètres de l'écoulement. Les corrélations de Bowring (1962), Saha & Zuber (1974) et Unal (1975) sont les plus réputées.

Au terme de leur étude, les auteurs ont conclu que les modèles de *Saha & Zuber* et de *Levy* étaient les plus précis. Cependant leurs comparaisons à des données expérimentales ont été effectuées pour des pressions n'excédant pas 4 bar. Les pressions intéressant la présente étude étant bien plus importantes (100-180 bar), tous les modèles cités ci-dessus sont présentés.

### Modèles analytiques

Ces modèles montrent que le degré de sous-saturation ( $T_{\text{sat}} - T_1(z_{\text{OSV}})$ ) au point OSV est généralement donné par une expression du type :

$$\Delta T_{\text{OSV}} \equiv T_{\text{sat}} - T_1(z_{\text{OSV}}) = \Delta T_{\text{OSV}}(\phi, h, \rho_l, Pr, C_{pl}, \tau_w, Y_B^+) \quad (\text{II.17})$$

où  $Y_B^+$  est une distance adimensionnelle du sommet de la bulle à la paroi. Dans tous ces modèles, cette distance adimensionnelle est calculée à partir d'un bilan de force sur la bulle au détachement. Cependant, la définition de  $Y_B^+$  varie d'un auteur à l'autre.

Ainsi, Levy propose :

$$Y_B^+ = 0.015 \sqrt{\sigma D \rho_l} \frac{1}{\mu_l} \quad (\text{II.18})$$

Staub suggère l'équation suivante :

$$Y_B^+ = \frac{D_b}{2} \frac{\rho_l v_l \sqrt{f/8}}{\mu_l} \quad (\text{II.19})$$

où  $v_l$  est la vitesse du liquide à l'entrée du tube.

Enfin , Rogers et al. proposent l'expression :

$$Y_B^+ = \frac{D_b \rho_l}{2 \mu_l} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_l}} (1 + \cos \theta) \quad (\text{II.20})$$

où  $\theta$  est l'angle de contact avançant.

Pour chacun de ces trois modèles, la température au point  $z_{OSV}$  est déterminée à partir d'un profil radial de température. Si l'écoulement est supposé *turbulent* (généralement le cas dans les domaines qui seront étudiés), les solutions proposées par Martinelli (1947) sont adoptées :

$$\begin{aligned} T_w - T_B &= Q \text{Pr} Y_B^+ & 0 \leq Y_B^+ \leq 5 \\ T_w - T_B &= 5Q \left\{ \text{Pr} + \ln \left[ 1 + \text{Pr} \left( \frac{Y_B^+}{5} - 1 \right) \right] \right\} & 5 \leq Y_B^+ \leq 30 \\ T_w - T_B &= 5Q \left\{ \text{Pr} + \ln [1 + 5 \text{Pr}] + 0.5 \ln \left[ \frac{Y_B^+}{30} \right] \right\} & Y_B^+ > 30 \end{aligned} \quad (\text{II.21})$$

J'en doute, Q a dimension d'une température

où  $T_B$  est la température au sommet de la bulle et Q est un terme adimensionnel défini par l'expression :

$$Q \hat{=} \frac{\phi}{\rho_l C_{pl} \left( \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} g \right)} \quad (\text{II.22})$$

Attention, le  $g$  n'a probablement rien à voir ici, c'est probablement un pb de cohérence d'unités anglo-saxonnes, Q est un St basé sur la vitesse de frottement multiplié par une écart de température

En posant  $T_B = T_{sat}$  et en introduisant la définition du coefficient de transfert de chaleur  $h_{l0}$  par :

$$T_w - T_1(z_{OSV}) = \frac{\phi}{h_{l0}} \quad (\text{II.23})$$

où  $h_{l0}$  est donné par la corrélation de Dittus-Boelter, le degré de sous-saturation est alors donné par les expressions suivantes :

$$\Delta T_{OSV} = T_{sat} - T_1(z_{OSV}) = \frac{\phi}{h_{10}} - Q Pr Y_B^+ \quad 0 \leq Y_B^+ \leq 5$$

$$\Delta T_{OSV} = \frac{\phi}{h_{10}} - 5Q \left\{ Pr + \ln \left[ 1 + Pr \left( \frac{Y_B^+}{5} - 1 \right) \right] \right\} \quad 5 \leq Y_B^+ \leq 30 \quad (II.24)$$

$$\Delta T_{OSV} = \frac{\phi}{h_{10}} - 5Q \left\{ Pr + \ln [1 + 5 Pr] + 0.5 \ln \left[ \frac{Y_B^+}{30} \right] \right\} \quad 5 \leq Y_B^+ \leq 30$$

Ces trois modèles sont très similaires. Tous utilisent la même méthode pour établir le critère pour le détachement des bulles et adoptent les mêmes conditions pour la température au sommet de la bulle. Cependant, il est intéressant de noter que des formes différentes de bulles ont été postulées par les auteurs pour leur analyse. Levy, considère la bulle comme sphérique, Staub comme hémisphérique et Rogers et al. considèrent que la bulle peut-être assimilée à une sphère tronquée avec un angle de contact égal à l'angle de contact à l'équilibre.

### Corrélations empiriques

Plusieurs corrélations peuvent être trouvées dans la littérature : Bowring(1962), Thom et al. (1965), Ahmad (1970), Dix (1971), Saha & Zuber (1974), Sekoguchi et al. (1974) et Unal (1975).

Ces différentes corrélations expriment le degré de sous-saturation par une relation de la forme:

$$\Delta T_{OSV} = \Delta T_{OSV} (P, D, \phi, G, T_{en}, \text{propriétés du fluide}) \quad (II.25)$$

Ces corrélations sont brièvement introduites ci-dessous :

. Bowring (1962)

$$\Delta T_{OSV} = \eta \frac{\phi \rho_l}{G} \quad (II.26)$$

avec  $\eta \times 10^6 = 14.0 + 0.1P$  (II.27)

où  $P$  est en bar,  $G$  en  $kg/m^2s$ ,  $\phi$  en  $W/m^2$  et  $\rho_l$  en  $kg/m^3$ .

Pour quel fluide ?

. Thom et al. (1965)

$$\Delta T_{OSV} = 0.02 h_{10} \frac{\phi}{GL} \quad (II.28)$$

où  $L$  est la chaleur de vaporisation et  $h_{10}$  le coefficient de transfert de chaleur donné par la corrélation de Dittus-Boelter.

. *Ahmad* (1970)

$$\Delta T_{\text{OSV}} = \frac{\phi}{h_1} \quad (\text{II.29})$$

où :

$$\frac{h_1 D}{\lambda_1} = 2.44 \sqrt{\text{Re}} \left( \frac{C_{p1} \mu_1}{\lambda_1} \right)^{\frac{1}{3}} \left( \frac{h_{\text{en}}}{h_{\text{sat}}} \right)^{\frac{1}{3}} \left( \frac{L}{h_{\text{sat}}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (\text{II.30})$$

où  $h_{\text{en}}$  est l'enthalpie du liquide à l'entrée et  $h_{\text{sat}}$  l'enthalpie du liquide à la température de saturation.

. *Dix* (1971)

$$\Delta T_{\text{OSV}} = 0.00135 \phi \frac{\text{Re}^{0.5}}{h_{10}} \quad (\text{II.31})$$

. *Sekoguchi et al.* (1974)

$$\Delta T_{\text{OSV}} = 13.5 \frac{L}{C_{pl}} \left( \frac{\phi}{LG} \right)^{0.65} \quad (\text{II.32})$$

. *Saha & Zuber* (1974)

Les auteurs supposent qu'à faible débit, le détachement des bulles est provoqué par des effets thermiques survenant à un nombre de Nusselt donné, alors qu'à fort débit le départ des bulles est contrôlé par des effets hydrodynamiques caractérisés par un nombre de Stanton donné. Deux régions peuvent donc être observées :

•  $Pe < 70000$

$$\Delta T_{\text{OSV}} = 0.0022 \left[ \frac{\phi D_h}{\lambda_1} \right] \quad (\text{II.33})$$

• Pe > 70000

$$\Delta T_{OSV} = 153.8 \left[ \frac{\phi}{G_{en} c_{pl}} \right] \quad (II.34)$$

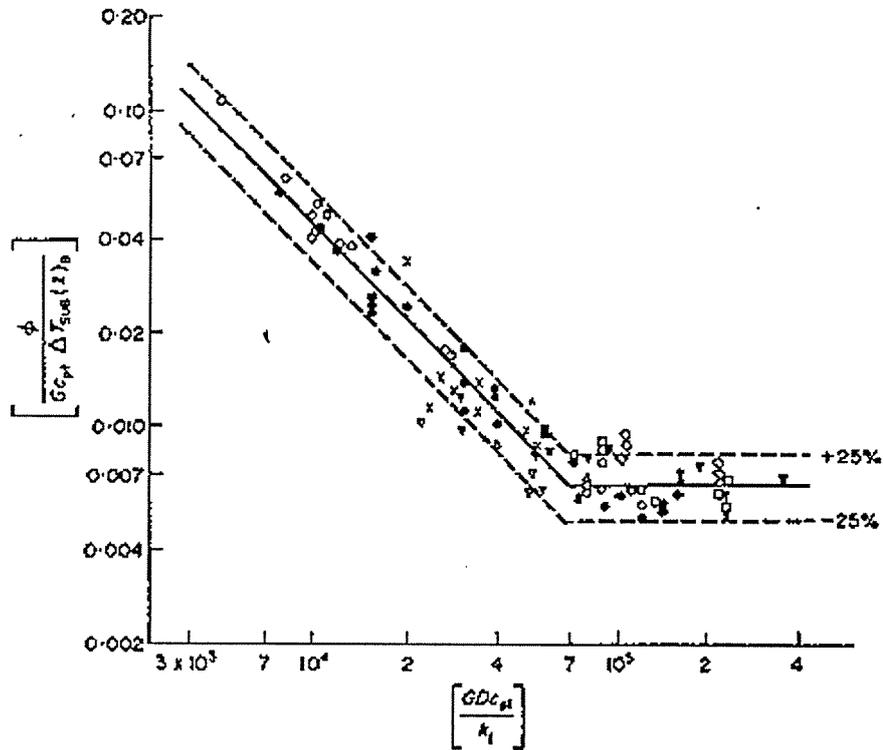


Figure II.1-2 : diagramme de Saha & Zuber

Les nombres de Peclet et de Stanton sont définis par les expressions suivantes :

$$Pe \hat{=} \frac{GDC_{pl}}{\lambda} \quad (II.35)$$

$$St \hat{=} \frac{\phi}{GC_{pl} \Delta T_{OSV}} \quad (II.36)$$

. Unal (1975)

$$\Delta T_{OSV} \frac{h_{lo}}{\phi} = a = \text{const} \quad (II.37)$$

où,

$$\begin{aligned} a &= 0.24 & \text{pour} & & v_1 &\geq 0.45 \text{ ms}^{-1} \\ a &= 0.11 & \text{pour} & & v_1 &< 0.45 \text{ ms}^{-1} \end{aligned} \quad (\text{II.38})$$

*A l'exception de Bowring les autres auteurs prennent en compte l'effet de la pression uniquement au travers des propriétés physiques du fluide. La température d'entrée est prise en compte uniquement par Ahmad. Remarquons enfin que les corrélations de Bowring et de Thom et al. sont présentées sous une forme dimensionnelle.*

Lee et al. (1992) concluent que la corrélation de Saha & Zuber est la plus précise des corrélations empiriques et que le modèle de Levy est le plus fiable des modèles théoriques. Cependant, il faut bien noter que leur étude s'est bornée à des essais dont la pression était inférieure à 4 bar.

Connaissant la température au point de détachement des bulles, il est alors facile de déterminer le point  $z_{OSV}$  par un simple bilan thermique.

### **II.1.5.L'ébullition sous-saturée à forte sous-saturation (Région I)**

Dans ce régime, il ne se produit qu'une très faible production de vapeur locale en paroi. Dans la région I, à un certain point ( $z_{ONB}$  : Onset of Nucleate Boiling) la température de la paroi est suffisamment importante pour activer les premiers sites de nucléation; les bulles prennent alors naissance, grandissent et se recondensent alors qu'elles sont encore attachées à la paroi. Le taux de vide est donc très faible et peut être considéré comme négligeable. Cependant, s'il est nécessaire de calculer sa valeur au point B ( $z_{OSV}$  : Onset of Significant Void), les modèles suivants de prédiction de taux de vide dans la région I peuvent être utilisés.

#### **Modèle de Levy (1967)**

Celui-ci est basé sur un bilan des forces exercées sur une bulle de vapeur attachée à la paroi et sur la distribution de température dans la phase liquide. Si au point  $z_{OSV}$ , les bulles de rayon  $r$  sont considérées comme sphériques et sont espacées d'une distance entre centres  $S_b$ , le taux de vide  $\alpha_{OSV}$  au point  $z_{OSV}$  est alors donné par la relation :

$$\alpha_{OSV} = \left( \frac{P}{S_b} \right) \left( \frac{4}{3} \pi r^3 \right) \left( \frac{1}{AS_b} \right) = \frac{16}{3} \pi \frac{r}{D} \left( \frac{r}{S_b} \right)^2 \quad (\text{II.39})$$

où P et D sont le périmètre et le diamètre du tube. Dans le cas de bulles disposées en réseau carré et interagissant, Levy propose de prendre  $r/S_b \cong 0.25$ .

D'où :

$$\alpha_{osv} \cong \frac{\pi Y_B}{6 D} \quad (\text{II.40})$$

où  $Y_B$  est la distance de la surface chauffante au sommet de la bulle ( $Y_B = 2r$ ). La hauteur  $Y_B$  est calculée par un bilan de forces sur la bulle et est donnée par la relation :

$$Y_B = C \left[ \frac{\sigma D}{\tau_w} \right]^{1/2} \quad (\text{II.41})$$

où  $\tau_w$  est la contrainte de frottement à la paroi. La constante  $C=0,015$  a été obtenue expérimentalement par Levy par comparaison avec les données de sous-saturation au point de détachement des bulles de Bettis (Griffith et al., 1958) et BMI (Egen et al., 1957). Levy a comparé les valeurs mesurées et calculées par les profils de températures proposés par Martinelli (1947) et qui font intervenir la distance  $Y_B$ .

On constate, à quelques exceptions près, que les résultats prédits sont toujours inférieurs de 10 à 15 % à ceux mesurés. La contrainte à la paroi peut être évaluée de la façon suivante :

$$\tau_w = \frac{f_{ls} G^2}{2\rho_l} \quad (\text{II.42})$$

où  $f_{ls}$  est le facteur de frottement correspondant à une rugosité relative de  $\varepsilon/D$  égale à  $10^{-4}$  (tubes lisses) et calculé par la corrélation de Waggner (1961) :

$$f_{ls} = 0.00138 \left( 1 + [20000(\varepsilon/D) + 10^6 / \text{Re}]^{1/3} \right) \quad (\text{II.43})$$

où Re est le nombre de Reynolds défini par :

$$\text{Re} \cong \frac{GD}{\mu} \quad (\text{II.44})$$

Ce modèle s'applique à de l'eau s'écoulant dans un tube de 12.7 mm de diamètre soumis à un flux de chaleur n'excédant pas 1890 kW/m<sup>2</sup> et pour des vitesses massiques variant de 136 à 1360 kg/m<sup>2</sup>s et des pressions variant de 0,4 à 13,8 MPa.

Une analyse critique détaillée du modèle de Levy figure dans la thèse de Bricard (1995).

Dans son modèle, Levy fait intervenir les propriétés physiques du liquide. Ces propriétés sont prises à la température de saturation ce qui permet un calcul direct de la température du fluide lors de l'apparition significative de vapeur. Cette hypothèse devient criticable lorsque la sous-saturation est importante. Une solution plus appropriée serait de prendre, pour l'évaluation des propriétés physiques du liquide, la température de film :  $T=(T_w+T_l(z))/2$ . ( $T_w$  étant la température de la paroi et  $T_l(z)$  la température moyenne du liquide).

### Modèle de Griffith et al. (1958)<sup>4</sup>

La région I a également été étudiée expérimentalement par Griffith et al.. A partir de résultats expérimentaux obtenus pour de l'eau à des pressions de 3.4, 6.9, 10.3 MPa, des densités de flux variant de 1,6 à 8,5 MW/m<sup>2</sup> et des vitesses massiques de 80 à 400 kg/m<sup>2</sup>s, les auteurs ont développé une corrélation semi-empirique donnant le volume de vapeur en paroi par unité de surface,

$$a = \frac{\phi \lambda_l Pr_l}{1.07h^2 (T_{sat} - T_\infty)} \quad (II.45)$$

où  $\phi$  est la densité de flux thermique en paroi,  $\lambda_l$  la conductivité thermique du liquide,  $h$  le coefficient de transfert de chaleur et  $Pr_l$  le nombre de Prandtl défini par :

$$Pr_l \triangleq \frac{\mu C_p}{\lambda} \quad (II.46)$$

La constante empirique 1,07 a été ajustée par les auteurs d'après leurs propres résultats expérimentaux sur le taux de vide en paroi. Les auteurs postulent que tant que  $a < 0.1$  mm, la région I est complètement déterminée et le taux de vide moyenné sur la section est donné par la relation suivante,

$$\langle \alpha \rangle = \frac{4a}{D} \quad (II.47)$$

*On peut constater que cette corrélation nécessite la connaissance d'un coefficient de transfert de chaleur  $h$  qui a été pris par les auteurs comme un coefficient d'échange en l'absence d'ébullition (Dittus-Boelter).*

### **Modèle de Rouhani (1968)**

Afin d'estimer le taux de vide au point de détachement des bulles, Rouhani calcule l'épaisseur moyenne de la couche de vapeur lorsque la surface est entièrement recouverte par de petites bulles. L'épaisseur de cette couche en paroi est donnée par l'expression suivante (Bowring, 1962) :

$$\delta = 0.67R_d \quad (II.48)$$

où  $R_d$  est le rayon moyenné des bulles de vapeur lorsqu'elles quittent la surface. Des valeurs de  $R_d$  ont été obtenues expérimentalement à basse pression et ont été extrapolées à haute pression. Ainsi, dans la gamme 1-100 bar, l'approximation dimensionnelle suivante peut être utilisée :

$$R_d \cong \frac{2.37}{P^{0.237}} \quad (II.49)$$

où  $R_d$  est en mm et  $P$  en bar.

Lorsque  $R_d$  et  $\delta$  sont déterminés, il est aisé de calculer le taux de vide :

$$\alpha_{OSV} = \frac{P_h}{A_c} \delta = 1.59 \cdot 10^{-4} P^{-0.237} \frac{P}{A_c} \quad (II.50)$$

où  $A_c$  est l'aire de la section de la conduite.

Ce modèle, purement empirique où les propriétés physiques du fluide n'apparaissent pas, n'est applicable qu'à l'eau pour des pressions de 1 à 100 bar, des vitesses massiques de 665 à 1450 kg/m<sup>2</sup>s et des densités de flux variant de 900 à 1200 kW/m<sup>2</sup>.

## II.1.6. L'ébullition sous-saturée à faible sous-saturation (Région II)

Cette région correspond à un écoulement faiblement sous-saturé. En effet, les bulles, a force de se détacher et de pénétrer au cœur de l'écoulement, ont réchauffé celui-ci. Le taux de vide dans cette région croît donc rapidement avec la longueur chauffante depuis le point  $z_{OSV}$  jusqu'à la côte  $z_{sat}$  où l'enthalpie moyenne du fluide atteint l'enthalpie de saturation.

### Modèle de Thom (1966)

Afin de prédire le taux de vide dans cette région, les travaux de Thom et al. (1966), modifiés par Tong (1967) sont présentés par Tong & Tang (1997). Thom et al. ont mesuré la *masse volumique  $\rho_a$  du fluide diphasique* dans une section droite par atténuation de rayons gamma dans un écoulement bouillant sous-saturé circulant dans un tube de 1,52 m de longueur et de 9,75 mm de diamètre et fonctionnant sous des pressions de 5,2 et 6,9 MPa, des vitesses massiques de 635 à 1550 kg/m<sup>2</sup>s et de densités de flux thermique de 0.4 à 1.4 kW/m<sup>2</sup>. Les auteurs ont développé une corrélation simple donnant la masse volumique  $\rho_a$  du fluide. Plus tard, Tong (1967) a introduit une variable  $\gamma$ , fonction de la pression, et a étendu la corrélation de Thom à une gamme de pression variant de la pression atmosphérique à 13.8 MPa :

Pas  
beaucoup !

$$\rho_a = \rho_l - \frac{\gamma X' (\rho_l - \rho_g)}{1 + X' (\gamma - 1)} \quad (\text{II.51})$$

avec,

$$\gamma = \exp(50.959 - 8.369y + 0.25475y^2)^{1/2} \quad (\text{II.52})$$

où  $y \hat{=} \ln(P)$ ,  $P$  étant la pression en psia, et  $X'$  le titre calculé par la relation :

$$X' = \frac{H - H_l'}{H_g - H_l'} \quad (\text{II.53})$$

avec  $H_l'$  l'enthalpie correspondante au début de l'ébullition et  $H$  l'enthalpie du fluide donnée par l'expression suivante :

$$H = H_{en} + (4L_{ch} \phi / D_e G) \quad (\text{II.54})$$

Par ailleurs l'auteur a montré que le rapport  $k$  de l'enthalpie correspondante au début de l'ébullition et de l'enthalpie de saturation se mettait sous la forme suivante :

$$k \hat{=} \frac{H_1'}{H_1} = 1 - \frac{0.15 \phi}{G} \quad (\text{II.55})$$

où  $\phi$ , la densité de flux thermique est exprimée en Btu/hft<sup>2</sup> et  $G$ , la vitesse massique en lb/hft<sup>2</sup>.  
Finalement l'auteur obtient l'expression suivante pour le titre  $X'$  :

$$X' = \frac{H_{en} + (4L_{ch} \phi / D_e G) - kH_1}{H_g - kH_1} \quad (\text{II.56})$$

*Ce modèle, notamment l'expression du terme  $k$ , n'a aucune signification physique.*

### Modèle de Levy (1967)

Levy (1967) propose un modèle construit à partir du modèle de Zuber & Findlay avec la relation suivante pour le titre massique  $x(z)$  :

$$x(z) = x_{eq}(z) - x_{eq}(z_{OSV}) \exp\left(\frac{x_{eq}(z)}{x_{eq}(z_{OSV})} - 1\right) \quad (\text{II.57})$$

*L'évaluation du titre massique est basée sur des hypothèses qui ne sont pas forcément justifiées. En effet la relation (II.57) implique d'une part qu'au point de détachement des bulles (OSV) le titre massique est nul et que d'autre part :*

$$\left. \frac{dx(z)}{dz} \right|_{z_{OSV}} = 0 \quad (\text{II.58})$$

*Cette hypothèse n'est pas vraiment justifiée puisque au point  $z_{OSV}$ , une fraction non négligeable du fluide peut être en phase vapeur.*

Comme le titre thermodynamique augmente et devient positif, les conditions de non-équilibre s'atténuent et on peut écrire que :

$$x(z) \rightarrow x_{eq}(z) \text{ pour } x_{eq}(z) \gg x_{eq}(z_{OSV}) \quad (\text{II.59})$$

Une relation simple entre  $x(z)$  et  $x_{eq}(z)$  satisfaisant les conditions ci-dessus est donnée par l'équation (II.57) avec :

$$x_{eq}(z_{OSV}) = - \left[ \frac{c_{pl} \Delta T_{SUB}(z_{OSV})}{L} \right] \quad (II.60)$$

où  $\Delta T_{SUB}(z_{OSV})$  est donné par un des modèles du paragraphe 4.

*Il serait sans doute plus correct d'utiliser l'enthalpie plutôt que le produit  $C_{pl} \Delta T_{SUB}(z_{OSV})$  qui augmente l'incertitude du calcul par suite de la valeur à adopter pour la capacité thermique massique. **C'est la cohérence thermo...***  
*L'expression du titre thermodynamique au point  $z_{OSV}$  devient alors :*

$$x_{eq}(z_{OSV}) = - \left[ \frac{H(T_{sat}) - H(T_{z_{OSV}})}{L} \right] \quad (II.61)$$

Le taux de vide est déterminé par le modèle de Zuber & Findlay :

$$\alpha(z) = \frac{x(z)}{\frac{C_0(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l} x(z) + \left[ C_0 + \frac{v_{gj}}{v_{en}} \right] \frac{\rho_g}{\rho_l}} \quad (II.62)$$

Levy a choisi une valeur de  $C_0 = 1,13$  correspondant aux valeurs expérimentales de Zuber et al. (1967) pour un écoulement ascendant à bulles et a pris pour la vitesse de dérive  $\tilde{v}_{gj}$  :

$$\tilde{v}_{gj} = 1,18 \left[ \frac{\sigma g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]^{1/4} \quad (II.63)$$

dont la constante 1.18 correspond à des essais expérimentaux pour des écoulements ascendants à bulles (Wallis, 1969).

Les comparaisons effectuées par Levy sont réalisées avec les valeurs expérimentales de taux de vide de Christensen (1961) pour des pressions variant de 4 à 13.8 MPa, pour un flux de 0.2 et 1 MW/m<sup>2</sup> et des vitesses massiques variant de 400 à 900 kg/m<sup>2</sup>s. Les résultats montrent que le modèle prévoit bien le taux de vide pour les fortes pressions mais en revanche qu'il existe quelques écarts pour les pressions faibles.

### Modèle de Kroeger et Zuber (1968)

Kroeger & Zuber (1968) ont proposé une méthode empirique générale afin de déterminer le taux de vide dans la région II. Cette méthode prend en compte l'évolution axiale de la température liquide entre une longueur arbitraire  $z_0$  (associée généralement au début de la formation du taux de vide  $z_{OSV}$ ) et  $z_{sat}$ . Deux relations simples ont été choisies arbitrairement pour représenter le profil axial de température :

$$T^+ = 1 - \exp(-Z^+) \quad (\text{II.64})$$

ou :

$$T^+ = \tanh(Z^+) \quad (\text{II.65})$$

où  $T^+$  et  $Z^+$  sont définis par les relations suivantes :

$$T^+ \equiv \frac{T_l(z) - T_l(z_0)}{T_{sat} - T_l(z_0)} = \frac{\Delta T_{SUB}(z_0) - \Delta T_{SUB}(z)}{\Delta T_{SUB}(z_0)} \quad (\text{II.66})$$

$$Z^+ \equiv \frac{z - z_0}{z_{sat} - z_0} \quad (\text{II.67})$$

La distribution axiale du titre massique est donnée, après écritures des bilans thermiques sur les phases, par la relation:

$$\begin{aligned} x(z) &= \frac{4\phi(z_{sat} - z_0)}{DGL} \frac{Z^+ - T^+}{1 + (c_{pl}\Delta T_{SUB}(z_0)/L)(1 - T^+)} \\ &= \frac{c_{pl}\Delta T_{SUB}(z_0)}{L + c_{pl}\Delta T_{SUB}(z_0)(1 - T^+)} (Z^+ - T^+) \end{aligned} \quad (\text{II.68})$$

et celle du taux de vide par :

$$\alpha(z) = \frac{x(z)}{\frac{C_0(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l} x(z) + \left[ C_0 + \frac{\tilde{v}_{gl}}{v_{en}} \right] \frac{\rho_g}{\rho_l}} \quad (\text{II.69})$$

où  $v_{en}$  est la vitesse d'entrée du liquide.

Les auteurs ont adopté la relation suivante pour la vitesse de dérive  $\tilde{v}_{gj}$  :

$$\tilde{v}_{gj} = 1,41 \left[ \frac{\sigma g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]^{1/4} \quad (\text{II.70})$$

Les comparaisons avec les résultats expérimentaux montrent la fiabilité de la représentation de  $T^+$  par l'équation (II.65) et une valeur de  $C_0 = 1,13$  (les valeurs de  $C_0 = 1,13$  et la constante 1.41 pour la vitesse de dérive sont issues de l'étude de Zuber et al. (1967). La difficulté majeure de ce traitement se trouve dans l'estimation de  $z_0$ . Les auteurs proposent que cette valeur soit égale à  $z_{0SV}$ . Les comparaisons ont été réalisées pour de l'eau et du R22 pour des pressions n'excédant pas 7 MPa en eau et 3 MPa en R22.

*En fait le paramètre de distribution  $C_0$  (utilisé dans la plupart des modèles cités) n'a aucune raison d'être constant le long de la conduite. Ishii (1977) a d'ailleurs proposé une variation de  $C_0$  avec le taux de vide  $\alpha$  qu'il serait intéressant de prendre en compte pour améliorer ces modèles. Nous mènerons dans le chapitre III une réflexion originale concernant ce paramètre.*

### Modèle d'Ahmad (1970)

Ahmad propose un modèle qui prend en compte le glissement des deux phases et donne pour le taux de vide :

$$\alpha(z) = \frac{x(z)}{x(z) + (\rho_g/\rho_l) S_g (1-x(z))} \quad (\text{II.71})$$

où  $S_g$  est le glissement défini par le rapport des vitesses des deux phases :

$$S_g \triangleq \frac{v_g}{v_l} \quad (\text{II.72})$$

Ce glissement, grandeur qui n'a aucune signification physique, est approché par la relation :

$$S_g = \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.205} \left( \frac{GD_e}{\mu} \right)^{-0.016} \quad (\text{II.73})$$

pour des pressions supérieures à 0.9 MPa et des vitesses massiques supérieures à 200 kg/m<sup>2</sup>s. Selon l'auteur, la relation suivante peut être utilisée pour des pressions comprises entre 2 et 20 MPa :

$$S_g = \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.2} \quad (\text{II.74})$$

et  $x(z)$ , le titre massique s'exprime après un bilan thermique sur les deux phases par l'expression suivante :

$$x(z) = \frac{\phi P_h z / GA - c_{pl} (\Delta T_{SUB}(z_{OSV}) - \Delta T_{SUB}(z))}{L + c_{pl} \Delta T_{SUB}(z)} \quad (\text{II.75})$$

L'auteur indique également que le modèle de titre massique proposé par Levy (II.57) peut être utilisé par simplicité.

L'auteur a constaté une bonne concordance du modèle avec les valeurs expérimentales de taux de vide de six bases de données différentes (dont celles de Rouhani, 1966 ou Christensen, 1961) dans une large gamme de pression (0.9 à 13.8 MPa) et de vitesse massique (500 à 3500 kg/m<sup>2</sup>s) pour des densités de flux variant de 0.5 à 1.75 MW/m<sup>2</sup>.

#### Modèle de Saha & Zuber (1974)

La distribution axiale du titre  $x$  est donnée par une relation similaire à celle proposée par Levy (II.57) :

$$x(z) = \frac{x_{eq} - x_{eq}(z_{OSV}) \exp \left[ \frac{x_{eq}}{x_{eq}(z_{OSV})} - 1 \right]}{1 - x_{eq}(z_{OSV}) \exp \left[ \frac{x_{eq}}{x_{eq}(z_{OSV})} - 1 \right]} \quad (\text{II.76})$$

Le taux de vide moyenné sur la section est donné par la relation de Zuber & Findlay :

$$\alpha(z) = \frac{x(z)}{\frac{C_0(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l} x(z) + \left[ C_0 + \frac{v_{gj}}{v_{en}} \right] \frac{\rho_g}{\rho_l}} \quad (\text{II.77})$$

le paramètre de distribution  $C_0$  et la vitesse de dérive des phases  $\tilde{v}_{gj}$  étant donnés par les relations :

$$C_0 = 1.13 \quad (\text{II.78})$$

$$\tilde{v}_{gj} = 1.41 \left[ \frac{\sigma g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2 v} \right]^{1/4} \quad (\text{II.79})$$

Les comparaisons des taux de vide mesurés et calculés ont été effectuées en fonction du titre thermodynamique  $x_{eq}$ . Les données expérimentales sont celles de Staub (1967) et Lobachev (1973) (pression de 7.85 et 9.8 MPa, vitesse massique de 680 et 1500 kg/m<sup>2</sup>s et densité de flux thermique de 0.6 et 1.7 MW/m<sup>2</sup>).

### Modèle de Lahey & Moody (1977)

Le modèle à profil axial d'ébullition sous-saturée proposé par Lahey & Moody (1977) est constitué :

- de la relation de Levy (1967) entre le titre massique et le titre thermodynamique (II.57),
- de la relation de Zuber & Findlay (II.5),
- de l'expression du paramètre de distribution  $C_0$  issue de l'étude de Dix (1971) :

$$C_0 = \beta \left( 1 + (1/\beta - 1)^b \right) \quad (\text{II.80})$$

où :

$$b \cong \left( \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.1} \quad (\text{II.81})$$

et le titre volumique,

$$\beta = \frac{x}{x + (1-x)\rho_v/\rho_l} \quad (\text{II.82})$$

- et de la vitesse de dérive des phases  $\tilde{v}_{gj}$  donnée par la relation :

$$\tilde{v}_{gj} = 2,9 \left[ \frac{\sigma g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]^{1/4} \quad (\text{II.83})$$

Les auteurs précisent que la valeur 2.9 est valable pour des écoulements ascendants et descendants mais ne donnent pas plus de précisions quant à l'obtention de cette valeur. Ils ne donnent pas non plus les conditions d'application de leur modèle.

*Ce modèle est très intéressant car il prend en compte la variation du paramètre de distribution  $C_0$ . Il faudra également étudier l'influence sur ce modèle global du choix du sous-modèle retenu pour le titre massique. On pourrait envisager de remplacer le modèle de Levy (préféré ici) par les modèles de Kroeger & Zuber ou de Saha & Zuber.*

### II.1.7. Modèle général de Rouhani & Axelsson

Rouhani & Axelsson (1970) proposent un modèle assez complet qui prend en compte les phénomènes de recondensation.

Ils postulent que le titre massique, sans faire de distinction pour les différentes régions d'ébullition, peut s'écrire par un bilan thermique sur la phase vapeur :

$$dx = \frac{dQ_b - dQ_c}{\dot{m}L} \quad (\text{II.84})$$

où  $dQ_b$  représente la quantité de chaleur permettant la génération de vapeur par unité de temps le long de  $dz$ .

$$dQ_b = \frac{\phi - h\theta_l [1 - (\alpha/\alpha_c)]}{\rho_g \lambda + c_p \rho_l \theta_l} \rho_g \lambda P_n dz \quad (\text{II.85})$$

$\alpha_c$  (ou  $\alpha_{OSV}$ ) étant le taux de vide lors de la transition des deux régions donné par la relation (II.50) et où  $dQ_c$  représente la quantité de chaleur qui est transmise au sein de l'écoulement sous-saturé par recondensation des bulles de vapeur :

$$dQ_c = k_c \theta_1 dz \quad (II.86)$$

$\theta_1$  représente la sous-saturation du liquide et est donné par :

$$d\theta_1 = \frac{\phi P_h dz - (dQ_b - dQ_c)}{\dot{m} c_p} \quad (II.87)$$

Le terme  $k_c$  représente un facteur de recondensation donné par une corrélation basée sur la géométrie du tube, la vitesse, la densité de flux de chaleur... et qui est applicable dans les deux régions :

$$k_c = A_b f(P) Re_1 / N_q^{0.5} \quad (II.88)$$

La surface moyenne de contact entre les bulles et le liquide,  $A_b$ , (qui est comparée à la densité d'aire interfaciale) est exprimée par :

$$A_b = a_1 A_c^{2/3} \alpha^{2/3} \quad (II.89)$$

où  $a_1$  est une constante proportionnelle au flux de chaleur (fréquence de génération des bulles) et  $N_q$  représente également une constante adimensionnelle incluant l'effet du flux de chaleur :

$$N_q = \frac{\phi \mu_1}{\lambda (\rho_l - \rho_g) \sigma} \quad (II.90)$$

Il a été remarqué que le facteur  $k_c$  variait en fonction de la pression, cette dépendance est prise en compte par :

$$f(P) = a_2 \frac{\lambda_l}{Pr} \left( \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^2 \quad (II.91)$$

D'autre part le coefficient  $b = a_1 a_2$  est pris égal à  $30.0 \text{ m}^{-4/3}$

Enfin, le taux de vide est donné par la relation :

$$\alpha(z) = \frac{x(z)/\rho_g}{C_0 \left[ \frac{x(z)}{\rho_g} + \frac{1-x(z)}{\rho_l} \right] + \frac{1.18}{G} \left[ \frac{\sigma g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]^{1/4}} \quad (\text{II.92})$$

*La résolution du système d'équations demande un traitement pas à pas et de nombreuses itérations. De plus, le facteur  $k_c$ , par l'intermédiaire de ses variables  $b$  et  $A_c$ , fait intervenir le nombre de sites de nucléation, la fréquence des bulles et d'autres facteurs dépendant des conditions du système étudié et dont la connaissance précise serait souhaitable.*

Les comparaisons du modèle avec différents résultats expérimentaux sur le taux de vide (Rouhani, 1966; Christensen, 1961; Egen et al., 1957) ont été effectuées pour des pressions de 19 à 100 bar, des densités de flux thermique de 600 à 1200 kW/m<sup>2</sup> et des vitesses massiques de 130 à 1600 kg/m<sup>2</sup>s ainsi que des géométries différentes (tubes circulaires, canaux rectangulaires).

## II.1.8. Conclusions

Beaucoup d'auteurs se sont intéressés à la modélisation monodimensionnelle du taux de vide lors de l'ébullition sous-saturée. La littérature propose des modèles (empiriques ou semi empiriques) permettant de calculer cette grandeur. Tous ces modèles semblent assez fiables pour prédire des valeurs de taux de vide correspondant aux régimes de fonctionnement (en pression, vitesses massiques et densité de flux de chaleur) pour lesquels ils ont été établis.

Le tableau II.1-1 rappelle les caractéristiques des modèles monodimensionnels de taux de vide détaillés dans ce chapitre.

Dans un premier temps il serait intéressant de comparer entre eux ces modèles afin de vérifier si leurs résultats sont concordants puis, de confronter ces modèles avec les mesures de taux de vide obtenues sur DEBORA (Cubizolles, 1996). On pourrait se contenter d'utiliser les modèles qui ont été validés pour les gammes de fonctionnement se rapprochant le plus de celles des essais (pression de 10 à 18 MPa, vitesse massique de 1000 à 5000 kg/m<sup>2</sup>s, et des densités de flux thermique de 0.5 à 6 MW/m<sup>2</sup>, en eau), mais il ne faut pas forcément exclure les modèles décrivant d'autres conditions de fonctionnement.

Modèle	Fluide	Taux de vide calculé			Domaine d'application		
		Région I	Détachement des bulles	Région II	Pression MPa	Flux MW/m <sup>2</sup>	G kg/m <sup>2</sup> s
Levy	Eau	×	×		4-138	0.25-1.9	136-1360
Griffith et al.	Eau	×	×		3,4-10,3	1,6-8.5	80-400
Rouhani	Eau	×	×		0.1-10	0.9-1.2	665-1450
Saha & Zuber	Eau		×	×	7,85-9,8	0,28-1,89	95-2760
	R22				0,32-3,4	0,0063-5,36	100-2073
Thom et al.	Eau			×	5.2-6.9	0.4-1.4	635-1550
Kroeger & Zuber	Eau			×	<7	0,8-1,2	600-1100
	R22				<3.2	<0.04	130-400
Levy	Eau			×	4-13,8	0,2-1	400-900
Lahey & Moody	Eau			×	-	-	-
Ahmad	Eau			×	9-13,8	0,5-1,75	500-3500
Rouhani & Axelsson	Eau	×	×	×	1,9-10	0,6-1,2	130-1600

Tableau II.1-1 : Domaine de validité des modèles 1 D de taux de vide analysée.

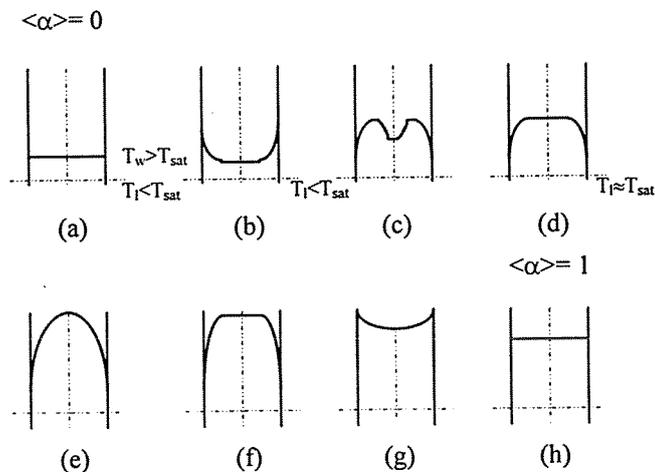


Figure II.1-3 : Evolution de la concentration volumique de vapeur  $\alpha(r)$  le long d'un tube uniformément chauffé (d'après Kroeger et Zuber (1968))

On peut noter finalement que la littérature ne présente aucun modèle donnant l'évolution radiale du taux de vide local. Seuls Kroeger & Zuber (1968) décrivent de façon qualitative

l'évolution du taux de vide selon le diamètre de la conduite. Sur la figure II.1-3, nous constatons que le profil radial de ce taux de vide évolue de façon significative suivant le diamètre. Le cas de l'ébullition sous-saturée étant décrit par les schémas (a) à (d) de la figure II.1-3.

Il serait donc souhaitable de caractériser la variation radiale du taux de vide en fonction des paramètres physiques. En conservant une description axiale et en faisant une hypothèse d'axisymétrie, il serait possible d'obtenir une formulation plus complète de l'évolution du taux de vide.

## II.2. Modélisation monodimensionnelle des pertes de pression

### II.2.1. Introduction

La prédiction des pertes de pression dans un tube chauffant est plus difficile pour les écoulements sous-saturés que pour les écoulements saturés, la complexité étant accrue par la très forte non-uniformité transversale de l'écoulement. Une synthèse sur les pertes de pression en ébullition sous-saturée pour des gammes de paramètres relatives aux conditions rencontrées dans les réacteurs à eau sous pression ( $P = 10-18$  MPa,  $G = 1000-5000$  kg/m<sup>2</sup>s,  $\Phi = 0.5-6$  MW/m<sup>2</sup>s) est proposée ci-dessous.

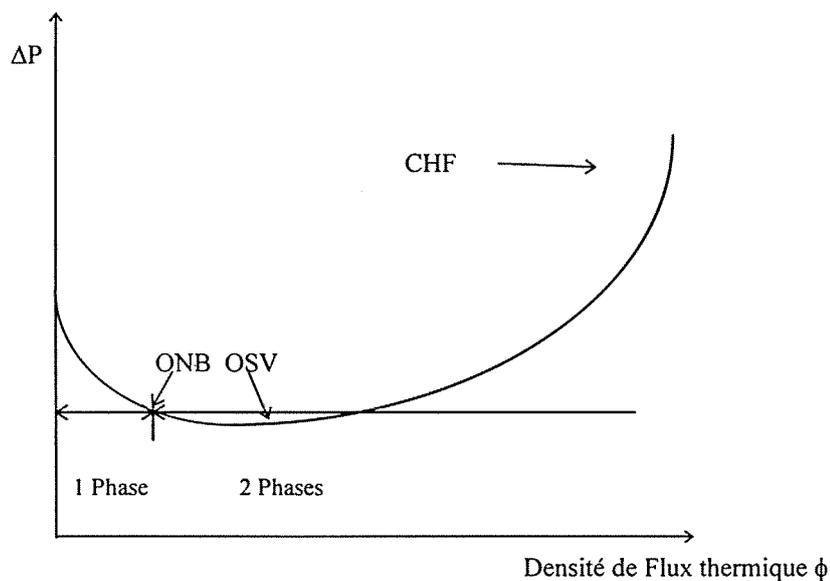


Figure II.2-1 : Comportement général de la perte de pression totale dans les écoulements ascendants monophasiques et diphasiques (température d'entrée, débit-masse et pression de sortie imposés).

(ONB : Onset of Nucleate Boiling, OSV : Onset of Significant Void,  
CHF : Critical Heat Flux)

Lorsque le flux de chaleur est faible, l'écoulement est monophasique le long du tube. La diminution de la perte de pression avec la croissance du flux (Fig.II.2-1) s'explique par l'augmentation de la température dans la couche de fluide située contre la paroi entraînant une diminution de la viscosité. Lorsque la surchauffe de la paroi ( $T_w - T_{sat}$ ) atteint une certaine valeur critique, une couche de bulles apparaît sur la surface chauffante. La formation de ces bulles qui se comportent comme des sphères rugueuses, tend à contrebalancer l'effet de la température sur la viscosité. Lorsque les bulles migrent au sein du liquide, la perte de pression augmente de façon significative jusqu'au flux critique.

Comme dans tout écoulement en conduite, le gradient de pression total est la somme des gradients de pression par frottement, par accélération et par gravité :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{tot}} = \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{acc}} + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{frot}} + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{grav}} \quad (\text{II.93})$$

et la perte de pression totale  $\Delta P$  pour une longueur  $L_e$  de l'écoulement est donnée par la relation :

$$\Delta P = - \int_0^{L_e} \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{tot}} dz \quad (\text{II.94})$$

Afin de déterminer chacun des termes du gradient de pression total, on peut avoir recours soit au *modèle homogène*, soit au *modèle à deux fluides*.

### **Le modèle homogène**

Dans ce modèle l'écoulement diphasique est considéré comme l'écoulement d'un fluide monophasique fictif possédant des propriétés physiques équivalentes à celles du fluide diphasique.

Le gradient de pression par accélération est alors donné par l'expression :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{acc}} = -G^2 \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\rho}\right) \quad (\text{II.95})$$

où  $G$  est la vitesse massique et  $\rho$  la masse volumique du mélange. Dans le cas du modèle homogène celle-ci est donnée par la relation :

$$\frac{1}{\rho} = \frac{x}{\rho_g} + \frac{1-x}{\rho_l} \quad (\text{II.96})$$

Pour un écoulement ascendant le gradient de pression par gravité s'écrit :

$$\left( \frac{dP}{dz} \right)_{\text{grav}} = -\rho g \sin \theta \quad (\text{II.97})$$

où  $\theta$  est l'inclinaison du tube par rapport à l'horizontale (pour un tube vertical,  $\theta = +\pi/2$ )

Le gradient de pression par frottement est lui donné par la relation ,

$$\left( \frac{dP}{dz} \right)_{\text{frot}} = -\frac{2C_f G^2}{D\rho} \quad (\text{II.98})$$

où  $C_f$  est le facteur de frottement diphasique qui peut être évalué de la manière suivante (Delhay, 1981) :

$$C_f = f(\text{Re}) \quad (\text{II.99})$$

où  $\text{Re}$  est le nombre de Reynolds basé sur une viscosité équivalente  $\mu$  :  $\text{Re} = GD/\mu$ .

(a) dans son étude d'un écoulement bouillant, Owens (1963) propose de prendre une viscosité équivalente à celle du liquide :

$$\mu = \mu_l \quad (\text{II.100})$$

(b) Ishii & Zuber (1979) proposent la relation suivante :

$$\frac{\mu}{\mu_l} = (1-\alpha)^{-2.5} (\mu_g + 0.4\mu_l) / (\mu_l + \mu_g) \quad (\text{II.101})$$

où  $\mu_l$  est la viscosité correspondante à la phase liquide et  $\mu_g$  celle de la phase vapeur. Le facteur de frottement s'exprime de la manière suivante :

$$C_f = 0.0014 + 0.125 \text{Re}^{-0.32} \quad (\text{II.102})$$

### Le modèle à deux fluides

Ce modèle prend en compte chaque phase caractérisée par une vitesse moyenne propre. Dans le cas où ces vitesses sont égales, on retrouve donc le modèle homogène.

Le gradient de pression par accélération est donnée par la relation :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{acc} = -G^2 \frac{d}{dz} \left[ \frac{x^2}{\alpha \rho_g} + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha) \rho_l} \right] \quad (\text{II.103})$$

Le gradient de pression par gravité est exprimée par la relation :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{grav} = -g \sin \theta [\alpha \rho_g + (1-\alpha) \rho_l] \quad (\text{II.104})$$

et le gradient de pression par frottement par la relation :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{frot} = -\frac{2f_{lo} G^2}{D \rho_l} \phi_{lo}^2 \quad (\text{II.105})$$

où le facteur  $\phi_{lo}^2$  est un facteur multiplicatif dont l'expression sera donnée ultérieurement.

### II.2.2. Les corrélations empiriques

Peu de travaux expérimentaux ont été réalisés sur l'étude du gradient de pression dans les régions sous-saturées. La plupart des observations qualitatives montrent que le gradient de pression augmente lorsque la sous-saturation  $T_{sat} - T_l(z)$  diminue et lorsque le flux de chaleur augmente.

La plupart des corrélations empiriques concernent le facteur  $\phi_{lo}^2$  de Martinelli & Nelson qui permet de déterminer la perte de pression par frottement dans un écoulement diphasique à partir de celle de la phase liquide seule possédant le même débit-masse :

$$\phi_{lo}^2 \equiv \frac{(\Delta P / \Delta L)_{2ph}}{(\Delta P / \Delta L)_{lo}} \quad (\text{II.106})$$

où  $(\Delta P / \Delta L)_{2ph}$  est le gradient de pression diphasique par frottement et  $(\Delta P / \Delta L)_{1o}$  le gradient de pression monophasique pour le liquide ayant le même débit-masse que le mélange diphasique.

La connaissance du facteur  $\phi_{1o}^2$  est nécessaire pour évaluer la perte de pression de l'écoulement.

### Les corrélations valables pour tout type d'écoulement

#### *Corrélation de Friedel*

Une des corrélations les plus précises pour le calcul des pertes de pression par frottement dans les écoulements diphasiques, mais qui nécessite la connaissance du titre massique, est celle de Friedel (1979). Cette corrélation a été obtenue en optimisant une relation donnant le facteur  $\phi_{1o}^2$  indépendamment de la configuration d'écoulement. Elle est donnée par la relation suivante :

$$\phi_{1o}^2 = A_1 + \frac{3,24 A_2 A_3}{Fr^{0,0454} We^{0,035}} \quad (II.107)$$

avec, 
$$A_1 \equiv (1-x)^2 + x^2 \left( \frac{\rho_l f_{gs}}{\rho_g f_{ls}} \right) \quad (II.108)$$

où les coefficients de frottement  $f_{gs}$  et  $f_{ls}$  sont les coefficients de frottement du gaz et du liquide seul s'écoulant dans la conduite avec le débit du mélange :

$$\begin{aligned} Re \leq 1500 \\ f = \frac{64}{Re} \end{aligned} \quad (II.109)$$

$$\begin{aligned} Re > 1500 \\ f = \left( 0.86859 \ln \left[ \frac{Re}{1.964 \ln Re} - 3.8215 \right] \right)^{-2} \end{aligned} \quad (II.110)$$

et,

$$A_2 \equiv x^{0,78} (1-x)^{0,224} \quad (II.111)$$

$$A_3 \hat{=} \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0,91} \left( \frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{0,19} \left( 1 - \frac{\mu_g}{\mu_l} \right)^{0,7} \quad (\text{II.112})$$

Enfin, les nombres de Weber et de Froude sont définis par les expressions suivantes :

$$\text{We} \hat{=} \frac{G^2 D}{\rho \sigma} \quad (\text{II.113})$$

$$\text{Fr} \hat{=} \frac{G^2}{g D \rho^2} \quad (\text{II.114})$$

avec une masse volumique  $\rho$  donnée par le modèle homogène :

$$\frac{1}{\rho} = x \frac{1}{\rho_g} + (1-x) \frac{1}{\rho_l} \quad (\text{II.115})$$

*Friedel ne donne aucune précision sur le calcul du titre massique. On pourra utiliser les modèles décrits au paragraphe I.1-6 (Levy, Saha & Zuber,...).*

L'auteur précise que cette corrélation s'applique pour un nombre important de fluides (dont l'eau et le R12) pour des pressions inférieures à 2.12 MPa et des vitesses massiques inférieures à 4800 kg/m<sup>2</sup>s (en eau).

### Les corrélations valables pour l'ébullition sous-saturée

La plupart des corrélations empiriques pour l'ébullition sous-saturée recensées ne font pas intervenir le facteur  $\phi_{lo}^2$ . En revanche, ces corrélations permettent de déterminer le rapport de la perte de pression par frottement et accélération ou de la perte de pression totale de l'écoulement sous-saturé à la perte de pression par frottement de l'écoulement liquide possédant le même débit masse :  $(dP/dz)_{scb} / (dP/dz)_{Flph}$ .

### Pertes de pression par frottement et accélération

(1) Le premier auteur à établir une corrélation permettant de calculer la perte de pression dans les écoulements sous-saturés fut Reynolds (1954). Ses essais en eau, réalisés sur un tube rectangulaire horizontal (absence de composante gravitationnelle), montrent que la perte de pression n'est pas fonction de la vitesse massique ni de la pression du système, mais ne

dépend que du flux de chaleur. Reynolds exprime alors le rapport de la perte de pression de l'écoulement bouillant sous-saturé à l'écoulement monophasique liquide comme une fonction de la sous-saturation :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{A+F_{sch}} / \left(\frac{dP}{dz}\right)_{F_{phaseliquide}} = \cosh \left[ \left( 1.2 + 1.458 \left( \frac{\phi}{10^6} \right) \right) Z \right] \quad (\text{II.116})$$

où  $\phi$  est MW/m<sup>2</sup> et où  $Z$  est défini par la relation,

$$Z \triangleq \frac{Z - Z_{ONB}}{Z_{sat} - Z_{ONB}} \quad (\text{II.117})$$

Afin de déterminer le point  $Z_{ONB}$ , l'auteur propose de prendre le point d'intersection la courbe représentant l'évolution de la température de paroi si l'écoulement était monophasique et la courbe donnée par l'équation de Jens & Lottes (II.153).

Au point  $Z_{ONB}$  :

$$T_w = \frac{\phi}{h_{lo}} + T_1(Z_{ONB}) \quad (\text{II.118})$$

et,

$$T_w = 25 \exp(-P/62) \phi^{0,25} + T_{sat} \quad (\text{II.119})$$

où  $T$  est donnée en degré Celcius,  $P$  en bar et  $\phi$  en MW/m<sup>2</sup>.  $h_{lo}$  est le coefficient de transfert de chaleur donné par l'expression suivante :

$$\frac{h_{lo} D}{\lambda_l} = 0.023 \left[ \frac{GD}{\mu_l} \right]^{0.8} \left[ \frac{c_p \mu_l}{\lambda_l} \right]^{0.4} \quad (\text{II.120})$$

La température du liquide et donc le point  $Z_{ONB}$  peuvent être déterminés.

Les calculs de l'auteur sont en accord à  $\pm 20\%$  avec des résultats expérimentaux pour de l'eau à des pressions de 0.3 à 0.66 MPa, des vitesses massiques de 2090 à 3260 kg/m<sup>2</sup>s et des densités de flux de chaleur de 0.4 à 0.95 MW/m<sup>2</sup>.

(2) La corrélation de Tarasova & Orlov (1962) est recommandée dans le German VDI-Wärmeatlas (Hahne et al., 1993). Le calcul des pertes de pression par frottement et par accélération se fait par l'utilisation d'une contrainte de cisaillement *fictive*  $\tau$  de l'écoulement diphasique définie par la relation :

$$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{frot+acc}} = -\frac{4\tau}{D} \quad (\text{II.121})$$

et exprimée par la relation :

$$\frac{\tau}{\tau_w} = 1 + 3.09 \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \text{Bo}\right)^{0.7} \left[ 7 - \left(1 + 48 \frac{x_{\text{eq}}(z)}{x_{\text{eq}}(z_{\text{ONB}})}\right)^{0.5} \right] \frac{D_h}{D_w} \quad (\text{II.122})$$

où  $\tau_w$  est la contrainte de cisaillement de l'écoulement liquide possédant le même débit-masse,  $D_h$  et  $D_w$  respectivement le diamètre chauffant et le diamètre hydraulique (le rapport étant égal à 1 dans le cas d'un tube uniformément chauffé) et Bo le nombre d'ébullition défini par :

$$\text{Bo} \hat{=} \frac{\phi}{GL} \quad (\text{II.123})$$

Cette corrélation a été établie pour de l'eau à des pressions variant de 0.5 à 20 MPa, des vitesses massiques de 1300 à 4500 kg/m<sup>2</sup>s et des densités de flux thermique de 0.2 à 6.2 MW/m<sup>2</sup>.

(3) Récemment, Hahne et al. (1993) ont proposé une corrélation simplifiée pour la perte de pression par accélération et frottement. Leurs résultats expérimentaux montrent que celle-ci dépend essentiellement de la densité de flux thermique, du débit-masse total et de la sous-saturation à l'entrée de la section d'essais. La combinaison de ces trois paramètres permet d'obtenir le nombre d'ébullition Bo et le nombre de Jakob Ja défini par l'expression :

$$\text{Ja} \hat{=} \frac{C_{pl} (\Delta T_{\text{SUB}})_{\text{en}}}{L} \quad (\text{II.124})$$

Le rapport  $\phi^2$  de la somme des gradients de pression par frottement et par accélération en écoulement diphasique au gradient de pression par frottement et accélération en écoulement monophasique liquide est corrélé par les auteurs en fonction du nombre d'ébullition et du nombre de Jakob.

$$\phi^2 = \frac{(\Delta P / \Delta L)_{\text{A+F2ph}}}{(\Delta P / \Delta L)_{\text{F1ph}}} = 1 + C \text{Bo}^m \text{Ja}^n \quad (\text{II.125})$$

les propriétés du fluide étant prises à la température de saturation correspondante à la pression du système. Pour le Fréon R12 cette corrélation a pour forme,

$$\phi^2 = 1 + 13000 \text{Bo}^{1.6} \text{Ja}^{-1.2} \quad (\text{II.126})$$

Cependant les auteurs précisent que l'influence de la pression et de la géométrie ne semble pas être bien prise en compte dans cette description. Une extension peut être incluse par le rapport des masses volumiques ( $\rho_l/\rho_g$ ) ainsi que le rapport ( $D_h/D_w$ ) du périmètre chauffé au périmètre mouillé dans le cas d'un écoulement en espace annulaire.

Le rapport des masses volumiques, prises à la température de saturation représente l'effet de pression et le rapport des périmètres celui de la géométrie. La nouvelle corrélation s'écrit,

$$\phi^2 = 1 + C \text{Bo}^m \text{Ja}^n (\rho_l/\rho_g) (D_h/D_w) \quad (\text{II.127})$$

Ainsi, pour le R12,

$$\phi^2 = 1 + 500 \text{Bo}^{1.6} \text{Ja}^{-1.2} (\rho_l/\rho_g) (D_h/D_w) \quad (\text{II.128})$$

et pour l'eau il est suggéré la relation suivante :

$$\phi^2 = 1 + 80 \text{Bo}^{1.6} \text{Ja}^{-1.2} (\rho_l/\rho_g) (D_h/D_w) \quad (\text{II.129})$$

Cette corrélation a été établie pour de l'eau à des pressions variant de 3 à 6.9 bar, des vitesses massiques de 2100 à 3200 kg/m<sup>2</sup>s et des densités de flux thermique de 0.41 à 0.96 MW/m<sup>2</sup> et pour du R12 à des pressions variant de 8 à 20 bar, des vitesses massiques de 700 à 3000 kg/m<sup>2</sup>s et des densités de flux thermique de 0.09 à 0.2 MW/m<sup>2</sup>.

*Il est cependant gênant d'avoir une corrélation adimensionnelle dont les coefficients dépendent de la nature du fluide.*

### **Pertes de pression totales**

(1) Owens & Shrock (1960) ont calculé *la perte totale* de pression pour de l'eau dans un tube vertical par une corrélation empirique dont les résultats s'écartent des mesures de +49% à -36%.

$$\left[ \left( \frac{dP}{dz} \right)_{A+F+G_{scb}} / \left( \frac{dP}{dz} \right)_{F1ph} \right]_{tot} = 0.97 + 0.028 \exp(6.13Z) \quad (II.130)$$

Le paramètre Z est le même que celui défini par l'équation II.25. Cette corrélation a été établie pour de l'eau à des pressions variant de 0.33 à 2.65 MPa, des vitesses massiques de 250 à 5340 kg/m<sup>2</sup>s et des densités de flux thermique de 0.67 à 4 MW/m<sup>2</sup>.

(2) Rhode (1962) donne une autre corrélation empirique pour de l'eau où il fait intervenir un flux de chaleur critique à partir duquel l'ébullition sous-saturée peut démarrer.

$$\left[ \left( \frac{dP}{dz} \right)_{A+F+G_{scb}} / \left( \frac{dP}{dz} \right)_{F1ph} \right]_{tot} = \exp \left[ \frac{26.48}{P} \left( \frac{\phi}{\phi_{1ph.max}} - 1 \right) \right] \quad (II.131)$$

$$\phi_{1ph.max} = \frac{(\Delta T_{SUB})_{en} + \Delta T_{SAT}}{\left[ 4z / (mc_{pl}d) + 1/h_{ls} \right]}$$

où  $h_{ls}$  est le coefficient d'échange de Dittus-Boelter et P est la pression en bar.

La corrélation de Rhode ont été établie grâce aux mesures de Buchberg et al. pour de l'eau à des pressions variant de 1.6 à 16.6 MPa, des vitesses massiques de 945 à 8610 kg/m<sup>2</sup>s et des densités de flux thermique inférieures a 6,3 MW/m<sup>2</sup>.

(3) Une corrélation simplifiée est donnée par Tarasova et al. (1966) sous une forme similaire à celle de Reynolds (II.116).

$$\left( \frac{dP}{dz} \right)_{A+F+G_{scb}} / \left( \frac{dP}{dz} \right)_{F1ph} = 1 + Bo^{0.7} \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{0.78} \frac{20Z}{(1.315 - Z)} \quad (II.132)$$

Cette corrélation a été établie pour des pressions variant de 4.9 à 19.6 MPa, des vitesses massiques de 500 à 2600 kg/m<sup>2</sup>s et des densités de flux thermique de 0.1 à 1.7 MW/m<sup>2</sup>.

(4) Hoffman & Wong (1992) proposent un modèle pour la prédiction des pertes totales de pression lors d'un écoulement sous-saturé d'eau dans des tubes verticaux soumis à une densité de flux de chaleur uniforme.

Les auteurs utilisent les équations du modèle à deux fluides ((II.103) à (II.105)) où le taux de vide est calculé à l'aide du modèle de Kroeger & Zuber ((II.64) à (II.70)). Les auteurs prennent le paramètre de distribution  $C_0$  proposé par Hancox & Nicoll (1971) à la place de la valeur

constante proposée par Kroeger & Zuber (1968). Cette variation a été proposée par Hancox & Nicoll d'après les hypothèses suivantes : le paramètre  $C_0$  doit avoir une valeur nulle au début de la formation du taux de vide et il doit tendre vers 1 quand la valeur moyenne du taux de vide tend vers l'unité. Enfin, les valeurs de  $C_0 > 1$  pour les valeurs intermédiaires de  $\langle \alpha \rangle$  sont cohérentes avec le fait que les bulles ont tendance à se concentrer au centre de l'écoulement. Le paramètre  $C_0$  a alors pour expression :

$$C_0 = \left[ \frac{1 - \exp(-C_{01}\alpha)}{1 - \exp(-C_{01})} \right] (1 + C_{02}) - C_{02}\alpha \quad (\text{II.133})$$

avec  $C_{01}=19$

$$C_{02} = 1,164 - 1,6534 \cdot 10^{-7} P + 7,5086 \cdot 10^{-15} P^2 \quad (\text{II.134})$$

où  $P$  est en Pascal. Le facteur  $\phi_{lo}^2$  est pris égal au paramètre de Martinelli  $X_{tt}$  qui est donné par la relation suivante :

$$X_{tt} = \left( \frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{0.1} \left( \frac{1-x}{x} \right)^{0.9} \left( \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0.5} \quad (\text{II.135})$$

Ce modèle a été validé pour de l'eau dans des gammes de pression variant de 0.2 à 2.8 bar, des vitesses massiques de 2500 à 10000 kg/m<sup>2</sup>s et des densités de flux thermique de 0 à 9.7 MW/m<sup>2</sup>.

### II.2.3. Conclusions

L'évaluation de la perte de pression dans les écoulements sous-saturés s'avère donc délicate même si le nombre de méthodes semble important.

Tous ces modèles, mis à part le celui d'Owens & Shrock, s'accordent pour faire du rapport des pertes de pression une fonction de la densité de flux de chaleur.

Tous les auteurs donnent des corrélations issues de leur propres mesures et dans la plupart des cas, ces corrélations ont été établies pour de l'eau et ne sont donc valables que pour ce seul fluide. Il reste donc difficile de faire un choix sans études préalables du comportement de chacun des modèles vis-à-vis d'une base de données expérimentales.

Modèles	Année	Fluide	Configuration	Grandeur Calculée	Conditions		
					P (MPa)	$\Phi$ (MW/m <sup>2</sup> )	G (kg/m <sup>2</sup> s)
Friedel	1979	Divers (pas de précision)	Tout type d'écoulement	$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{frot}}$	<21.2	-	<4800
Hoffman & Wong	1992	Eau	Écoulements sous-saturés	$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{acc}} + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{frot}} + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{grav}}$	0.2-2.8	0-9.7	2500-10000
Reynolds	1954	Eau	Écoulements sous-saturés	$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{acc}} + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{frot}}$	3-6.6	0.4-0.95	2090-3260
Owens & Schrock	1960	Eau	Écoulements sous-saturés	$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{acc}} + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{frot}} + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{grav}}$	3.3-26.5	0.67-4	250-5340
Rohde	1962	Eau	Écoulements sous-saturés	$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{acc}} + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{frot}} + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{grav}}$	16.6-166	<6.3	945-8610
Tarasova & Orlov	1962	Eau	Écoulements sous-saturés	$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{frot}}$	0.5-20	0.2-6.2	1300-4500
Tarasova et al.	1966	Eau	Écoulements sous-saturés	$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{acc}} + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{frot}} + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{grav}}$	4.9-19.6	0.1-1.7	500-2600
Hahne et al.	1993	Eau R12	Écoulements sous-saturés	$\left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{acc}} + \left(\frac{dP}{dz}\right)_{\text{frot}}$	0.3-0.69 0.8-2	0.41-0.96 0.09-0.2	2100-3200 700-3000

Tableau II.2-1: Tableau récapitulatif des modèles de pertes de pression.

## II.3. Modélisation monodimensionnelle du transfert de chaleur

### II.3.1. Introduction

Le premier régime thermique rencontré par un écoulement liquide, dont la température est inférieure à la température de saturation, lorsque il pénètre à l'intérieur d'un tube chauffé est le régime de convection forcée monophasique (A-C). Après réchauffement de la couche pariétale de liquide, le transfert de chaleur entre la paroi et le fluide se produit en ébullition convective sous-saturée (C-H) puis en ébullition saturée (au delà du point H).

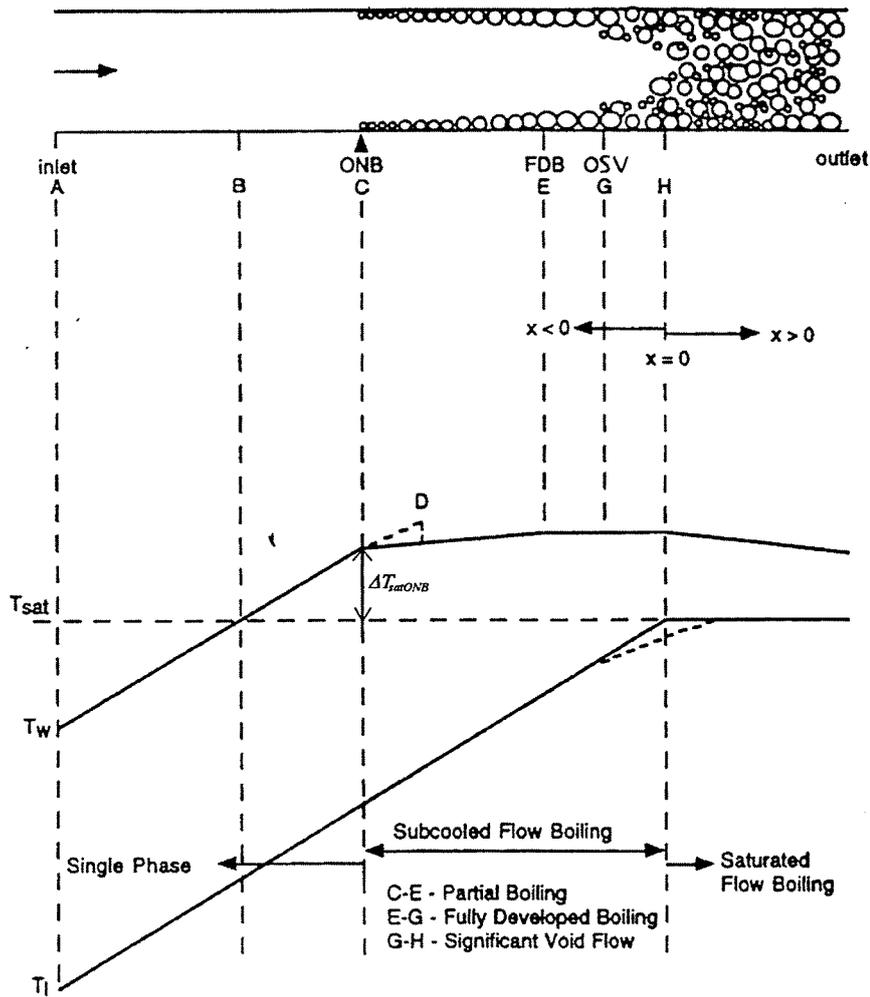


Figure II.3-1 Représentation schématique des températures de paroi et de liquide lors de l'ébullition sous-saturée (d'après Kandlikar, 1998)

L'ébullition sous-saturée ne prend pas naissance à l'instant où la température de paroi excède la température de saturation (point B). Il faut atteindre une certaine surchauffe ( $\Delta T_{\text{satONB}}$ ) de la paroi afin que les premiers sites de nucléation s'activent. Les modèles établis pour déterminer cette surchauffe au point ONB (point C) sont donnés au paragraphe II.1.3.

Au point d'ONB l'ébullition nucléée s'amorce et l'écoulement rencontre une première région où les sites de nucléation deviennent de plus en plus actifs. La contribution de l'ébullition nucléée augmente alors que la contribution de la densité de flux transmise par échange monophasique diminue. Cette région est couramment nommée *l'ébullition partielle* (Fig.II.3-1). Au point E, la contribution de l'échange convectif devient négligeable et il s'établit une régime nommée *l'ébullition sous-saturée pleinement développée* (FDSB, Fully Developed Subcooled Boiling). On détermine généralement le point FDSB comme le point à partir duquel la température de paroi  $T_w$  devient constante et indépendante de la sous-saturation et

de la vitesse massique (observations expérimentales). La densité de flux thermique est alors transmise par ébullition.

*On peut cependant imaginer qu'il existe encore des zones de paroi mouillées même lorsque l'ébullition pleinement développée a pris naissance. Il n'est en effet par rare d'avoir du liquide froid qui vienne contre la paroi lorsqu'une bulle se détache. L'effet de l'échange monophasique ne s'annule donc pas de façon si draconienne et les mécanismes régissant ce type d'ébullition sont sans doute bien plus complexes.*

On supposera dans tout le reste de l'étude que la perte de pression le long du tube est faible devant la pression de sortie et donc que la température de saturation est constante le long de l'écoulement.

### II.3.2. Transfert de chaleur monophasique

La température de paroi est donnée dans cette région par la relation suivante :

$$T_w = T_1(z) + \Delta T_1 \quad (\text{II.136})$$

avec

$$\Delta T_1 = \phi / h_{10} \quad (\text{II.137})$$

où  $T_1(z)$  est la température moyenne du fluide à la côte  $z$ ,  $\Delta T_1$  est la différence de température entre la paroi et la température moyenne du fluide et  $h_{10}$  le coefficient d'échange thermique monophasique.

Le calcul de la température de paroi peut alors être réalisé en tout point de l'écoulement monophasique par la relation :

$$T_w = T_{en} + \frac{4z\phi}{Gc_{pl}D} + \frac{\phi}{h_{10}} \quad (\text{II.138})$$

Dans le cas d'un écoulement *laminaire* la corrélation suivante est proposée par Collier & Thome (1994) :

$$\frac{h_{lo}D}{\lambda_1} = 0,17 \left[ \frac{GD}{\mu_1} \right]^{0,33} \left[ \frac{c_p \mu}{\lambda} \right]_1^{0,43} \left[ \frac{Pr}{Pr_w} \right]^{0,25} \left[ \frac{D^3 \rho_1^2 g \beta \Delta T}{\mu_1^2} \right]^{0,1} \quad (II.139)$$

où  $\beta$  est le coefficient de dilatation volumique,  $Pr$  le nombre de Prandtl pris à la température moyenne du fluide et  $Pr_w$  le nombre de Prandtl pris à la température du fluide en paroi. Cette corrélation est valable pour un écoulement vertical établi ( $z/D > 50$ ) à des nombres de Reynolds inférieurs à 2000.

Pour un écoulement *turbulent*, la relation de Dittus-Boelter a été reconnue comme très satisfaisante,

$$\frac{h_{lo}D}{\lambda_1} = 0,023 \left[ \frac{GD}{\mu_1} \right]^{0,8} \left[ \frac{c_p \mu_1}{\lambda_1} \right]^{1/3} \quad (II.140)$$

Cette relation est valable pour un écoulement en tube vertical où  $z/D > 50$  et où  $Re > 10000$ .

Pour ces deux corrélations les propriétés du fluide sont prises à la température de film  $(T_w + T_f(z))/2$ .

### II.3.3. Le début de l'ébullition nucléée (ONB)

La cote ONB marque le début de l'ébullition sous-saturée. Elle est donnée par la relation suivante (d'après (II.138)) :

$$T_{wONB} = T_{en} + \phi \left[ \frac{4z_{ONB}}{Gc_{pl}D} + \frac{1}{h_{lo}} \right] \quad (II.141)$$

d'où :

$$z_{ONB} = \frac{Gc_{pl}D}{4} \left[ \frac{T_{wONB} - T_{en}}{\phi} - \frac{1}{h_{lo}} \right] \quad (II.142)$$

En donnant les définitions suivantes :

$$\begin{aligned} \Delta T_{satONB} &\equiv T_{wONB} - T_{sat} \\ \Delta T_{suben} &\equiv T_{sat} - T_{en} \end{aligned} \quad (II.143)$$

$$\frac{1200 \times 1000 \cdot 10^{-6}}{1810^{-4}}$$

on obtient la relation suivante pour la cote  $z_{\text{ONB}}$  :

$$z_{\text{ONB}} = \frac{Gc_{pl}D}{4} \left[ \frac{\Delta T_{\text{satONB}} + \Delta T_{\text{suben}}}{\phi} - \frac{1}{h_{lo}} \right] \quad (\text{II.144})$$

où  $\Delta T_{\text{satONB}}$  représente la surchauffe nécessaire au démarrage de l'ébullition. Les modèles permettant de calculer cette grandeur sont donnés au paragraphe II.1.4. Par ailleurs,  $\Delta T_{\text{suben}}$  représente la sous-saturation à l'entrée du tube chauffant.

### II.3.4. L'ébullition sous-saturée partielle

Les méthodes pour prédire le transfert de chaleur lors de l'ébullition sous-saturée partielle (c'est à dire avec une très forte sous-saturation) sont basées sur l'hypothèse de mécanismes d'ébullition nucléée et de convection forcée monophasique agissant simultanément. En effet, il y a coexistence sur la paroi de bulles de vapeur, et de liquide entre celles-ci. Une partie du flux est transmise par évaporation, l'autre est transmise par un processus de transfert monophasique. Ce formalisme implique que le flux transmis se compose d'un flux de chaleur de convection monophasique  $\phi_{lo}$  et d'un flux d'ébullition nucléée sous-saturée pleinement développée  $\phi_{\text{fdsb}}$ .

$$\phi = \phi_{lo} + \phi_{\text{fdsb}} \quad (\text{II.145})$$

où le flux d'ébullition pleinement développé  $\phi_{\text{fdsb}}$  est en fait corrélé grâce à des données d'ébullition saturée en vase.

*Ce flux d'ébullition sous-saturée pleinement développée  $\phi_{\text{fdsb}}$  comme le nomme les différents auteurs n'est autre qu'un flux d'ébullition en vase  $\phi_{\text{pb}}$*

Plusieurs méthodes empiriques sont utilisées pour déterminer ces deux flux.

(1) **Rohsenow** (1953) propose de déterminer la composante  $\phi_{lo}$  de la densité de flux de chaleur de convection monophasique par la relation suivante :

$$\phi_{lo} = h_{lo} [T_w - T_l(z)] \quad (\text{II.146})$$

où le coefficient d'échange  $h_{lo}$  est donnée par la relation de Dittus-Boelter :

$$\frac{h_{lo}D}{\lambda_1} = 0.023 \left[ \frac{GD}{\mu_1} \right]^{0.8} \left[ \frac{c_p \mu_1}{\lambda_1} \right]^{1/3} \quad (\text{II.147})$$

Les données expérimentales examinées par Rohsenow ont permis de déterminer la composante  $\phi_{f_{dsb}}$  de la densité de flux thermique en soustrayant la composante  $\phi_{lo}$  (II.146) à la densité de flux thermique totale  $\phi$  imposée. La densité de flux thermique résultante  $\phi_{f_{dsb}}$  est correctement corrélée par la corrélation d'ébullition nucléée en ébullition stagnante donnée par Rohsenow (1952) :

$$\left( \frac{c_{pl} \Delta T_{sat}}{L} \right) = C_{sf} \left[ \frac{\phi_{f_{dsb}}}{\mu_1 L} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}} \right]^{0.33} \left[ \frac{c_{pl} \mu_1}{\lambda_1} \right]^{1.7} \quad (\text{II.148})$$

$C_{sf}$  est une constante dépendante du liquide et du matériau constituant la paroi. La valeur  $C_{sf} = 0.006$  a été appliquée par Rohsenow à des données expérimentales en eau pour des pressions de 69 à 138 bar, des vitesses massiques de 1000 à 3000 kg/m<sup>2</sup>s et des densités de flux thermiques de 0.5 à 5 MW/m<sup>2</sup>.

(2) **Bowring** (1962) propose une méthode différente pour calculer la composante  $\phi_{lo}$  de la densité de flux due à l'échange convectif dans le liquide et la composante  $\phi_{f_{dsb}}$  de la densité de flux due à l'ébullition en paroi.

- Bowring suppose qu'en ébullition locale, l'échange convectif dans le liquide ne se produit que pour une température de paroi  $T_w$  comprise entre la température de saturation  $T_{sat}$  et une température  $T_{f_{dsb}}$  d'apparition de l'ébullition locale pleinement développée. Dans cette zone, la valeur de la densité de flux  $\phi_{lo}$  est supposée constante et égale à la valeur en écoulement monophasique liquide lorsque  $T_w = T_{sat}$ . Bowring prend donc :

$$\phi_{lo} = \left[ \frac{4z}{GC_p D} + \frac{1}{h_{lo}} \right]^{-1} (T_{sat} - T_{en}) \quad \text{lorsque} \quad T_{sat} \leq T_w \leq T_{f_{dsb}} \quad (\text{II.149})$$

$$\phi_{lo} = 0 \quad \text{lorsque} \quad T_w > T_{f_{dsb}}$$

où  $h_{lo}$  est le coefficient d'échange convectif donné par la relation de Dittus-Boelter (II.140).

- La composante  $\phi_{fdsb}$  est donnée par la corrélation de Forster & Greif (1958) d'ébullition saturée en vase. La température  $T_{fdsb}$  est alors choisie par Bowring comme correspondant à la densité de flux

$$\phi_{fdsb} = 1.4\phi_{onb} \quad (II.150)$$

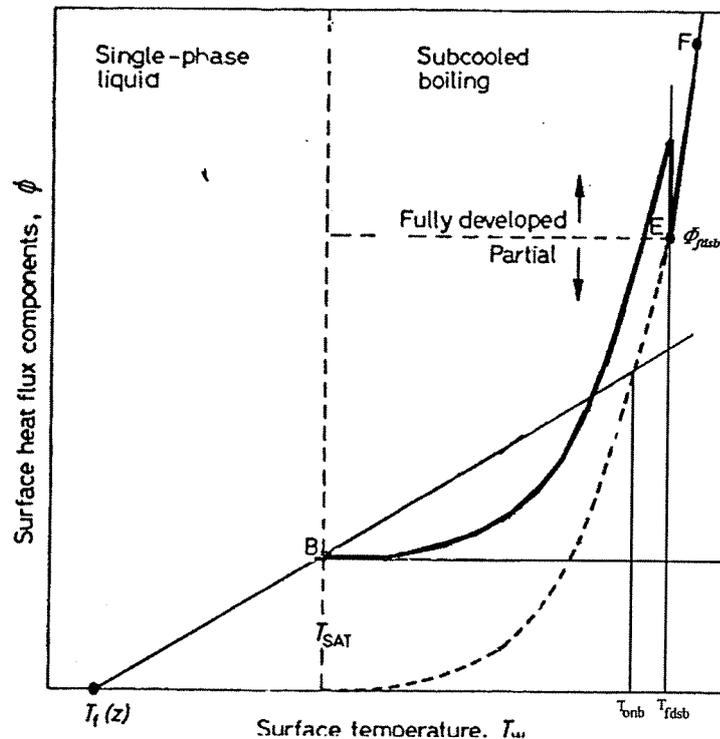


Figure II.3-1 : Modèle de Bowring. ( $G$ ,  $T_{in}$  et  $z$  donnés)

La densité de flux  $\phi_{onb}$  étant obtenue par Bowring en prenant l'intersection des courbes correspondant à l'écoulement monophasique et à l'ébullition locale pleinement développée (Fig.II.3-1).

*Ce modèle présente de nombreuses imperfections parmi lesquelles on notera :*

- l'existence supposée de l'ébullition nucléée pour une température de paroi inférieure à  $T_{onb}$
- une discontinuité des pentes à  $T_w = T_{sat}$
- une discontinuité des valeurs pour  $T_w = T_{fdsb}$

*En conséquence, nous ne recommanderons pas son utilisation contrairement à l'avis de Collier & Thome (1994).*

Bergles & Rohsenow (1964) ont levé les contradictions des modèles antérieurs. Leur procédure est résumée par la figure II.3-2.

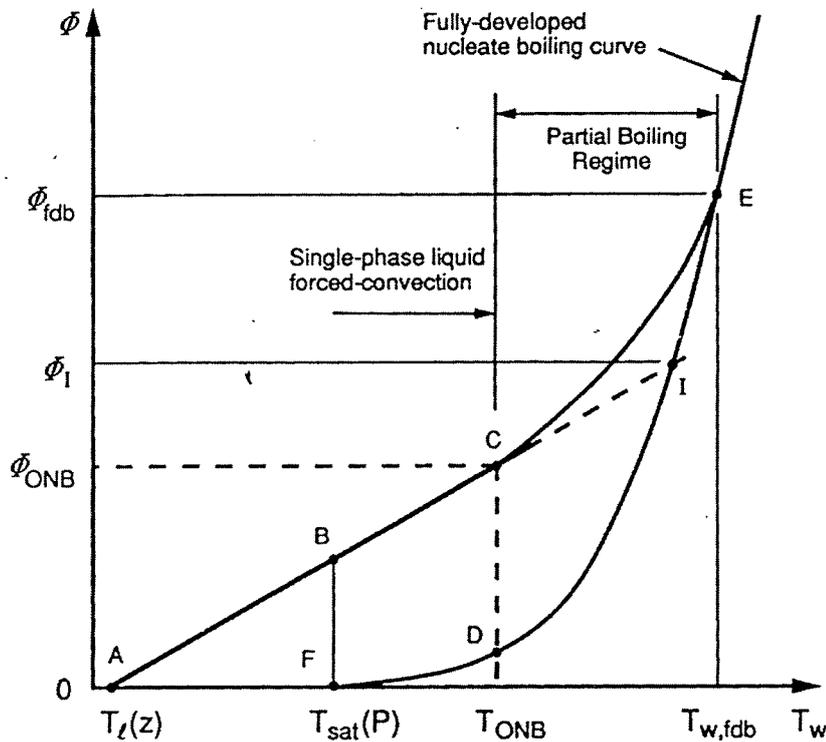


Figure II.3-2 : Modèle de Bergles & Rohsenow. ( $G$ ,  $T_{in}$  et  $z$  donnés)

(d'après Carey, 1992, p 504)

Elle consiste à conserver l'expression la composante  $\phi_{lo}$  (II.146) de la densité de flux thermique due à la convection monophasique (A-C), de la composante du flux d'ébullition nucléée en ébullition stagnante  $\phi_{fdb}$  donnée par Rohsenow (II.148) et de calculer la densité de flux d'ébullition par une formule d'interpolation :

$$\phi = \phi_{lo} \left[ 1 + \left\{ \frac{\phi_{fdb}}{\phi_{lo}} \left( 1 - \frac{\phi_D}{\phi_{fdb}} \right) \right\}^2 \right]^{1/2} \quad (II.151)$$

où  $\phi_D$  est le flux d'ébullition pleinement développée extrapolé au point de début de l'ébullition (point D). Ce flux est calculé par la corrélation de Roshenow (II.148) à la température  $T_w$  au point  $z_{ONB}$  donnée par la corrélation de Bergles & Roshenow.

Cette méthode est recommandée par Collier & Thome (1994) pour le calcul de la courbe complète d'ébullition sous-saturée.

### II.3.5. L'ébullition sous-saturée pleinement développée

Dans ce type d'ébullition, différentes observations expérimentales ont montré que la température de paroi dépendait essentiellement de la pression du système P et de la densité de flux thermique  $\phi$  (Collier & Thome, 1994).

(1) Les premiers à traiter ce cas ont été McAdams et Kreith & Summerfield (Collier & Thome, 1994) qui, pour de l'eau, ont proposé la tendance suivante :

$$T_w(z) - T_{sat} \propto P^{-0,75} \quad (\text{II.152})$$

avec P en bar. Leur comparaisons ont été effectuées pour des pressions de l'ordre de 0.14-1.4 MPa et des densité de flux de 1,14-4,575 MW/m<sup>2</sup>.

(2) **Jens & Lottes** (1951) ont repris les valeurs expérimentales de ces derniers auteurs en les enrichissant des leurs, et ont proposé (pour de l'eau seulement) dans une gamme de pression de 0.7 à 17.2 MPa, des températures de 115 à 340 °C et des vitesses massiques de 11 à 1,05.10<sup>4</sup> kg/m<sup>2</sup>s (pas de données sur la densité de flux thermique) la corrélation dimensionnelle suivante :

$$T_w(z) - T_{sat} = 25 \exp(-P/62) \phi^{0,25} \quad (\text{II.153})$$

où P est en bar et  $\phi$  en MW/m<sup>2</sup>.

(3) **Thom et al.** (1965) ont reporté leurs propres valeurs expérimentales et ont obtenu une corrélation de la même forme (valable seulement pour l'eau),

$$(T_w(z) - T_{sat}) = 22,65 \exp(-P/87) \phi^{0,5} \quad (\text{II.154})$$

où P est en bar et  $\phi$  en MW/m<sup>2</sup>.

Cette corrélation a été établie pour des pressions variant de 5.0 à 6.9 MPa, des vitesses massiques de 639 à 1564 kg/m<sup>2</sup>s et des densités de flux thermique de 0.4 à 1.36 MW/m<sup>2</sup>.

(4) **Kandlikar** (1998) a récemment proposé une corrélation valable pour l'eau ainsi que pour du Fréon 11 :

$$(T_w(z) - T_{sat}) = \frac{\phi^{0.3}}{1058(GL)^{-0.7} F_{fl} h_{lo}} \quad (\text{II.155})$$

où  $h_{lo}$  est le coefficient de transfert de chaleur monophasique donné par Gnielinski (1976) et Petukhov & Popov (1963) et le facteur  $F_{fl}$  est le paramètre d'interaction fluide-surface donné par Kandlikar (1991).

*Remarquons que toutes les corrélations ci-dessus sont adimensionnelles.*

### II.3.6. Les corrélations d'ébullition sous-saturée

Plusieurs corrélations ont été proposées pour l'évaluation du coefficient de transfert de chaleur lors de l'ébullition sous-saturée.

#### Corrélation de Moles & Shaw (1972)

Cette corrélation fait intervenir le rapport du coefficient de transfert  $h_{scb}$  en ébullition sous-saturée que l'on cherche à déterminer au coefficient de transfert  $h_{lo}$  pour l'écoulement non bouillant. Plusieurs corrélations similaires ont été proposées par différents auteurs et Moles & Shaw (1972) donnent une corrélation plus générale que les précédentes :

$$\frac{h_{scb}}{h_{lo}} = 78,5 \left( \frac{c_p \mu}{\lambda} \right)_l^{0,46} \left( \frac{L}{c_p \Delta T_{SUB}} \right)_{sat}^{0,50} \left( \frac{\phi}{L \rho_g v_l} \right)_{sat}^{0,67} \left( \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)_{sat}^{0,70} \quad (\text{II.156})$$

Les auteurs ne donnent aucun détail sur la corrélation utilisée pour la composante  $h_{lo}$  de la densité de flux. La corrélation de Dittus-Boelter (II.140) semble être la plus adaptée.

Cette corrélation a été établie pour dix sources différentes de valeurs expérimentales incluant six surfaces chauffantes différentes ainsi que plusieurs fluides (eau, alcool..) et donne une incertitude de l'ordre de +40% à -40% .

Les conditions d'application pour de l'eau sont des pressions de 0.1 à 13.8 MPa, des vitesses massiques de 1076 à 5690 kg/m<sup>2</sup>s et des densités de flux thermique de 0.07 à 20 MW/m<sup>2</sup>.

#### Corrélation de Shah (1977)

Shah (1977) propose un modèle général donnant le *coefficient de transfert de chaleur* en ébullition sous-saturée. Ce modèle est valable pour une large gamme de conditions

d'écoulement et pour plusieurs fluides. Cette corrélation peut s'exprimer par deux équations applicables pour deux niveaux de sous-saturation.

- Région de forte sous-saturation (correspondante à *l'ébullition partielle*) :

$$h_{scb} = \frac{230\phi Bo^{0,5}}{(T_{sat} - T_1)(230Bo^{0,5} - 1) + \frac{\phi}{h_{lo}}} \quad (II.157)$$

où Bo est le nombre d'ébullition,  $h_{lo}$  le coefficient d'échange convectif donné par la relation de Dittus-Boelter (II.140).

- Région de faible sous-saturation (correspondante à *l'ébullition pleinement développée*) :

$$h_{scb} = \frac{230\phi Bo^{0,5}}{(T_{sat} - T_1)230Bo^{0,5} + \frac{\phi}{h_{lo}}} \quad (II.158)$$

Cette corrélation a été établie pour de l'eau, différents Fréons (R11, R12, R113) ainsi que pour d'autres fluides. Pour l'eau, cette corrélation a été établie pour des pressions variant de 0.01 à 13.8 MPa, des vitesses massiques de 50 à 8100 kg/m<sup>2</sup>s et des densités de flux thermique de 0.01 à 18.4 MW/m<sup>2</sup> et pour du R12 à des pressions variant de 0.62 à 0.97 bar, des vitesses massiques de 1400 à 4500 kg/m<sup>2</sup>s et des densités de flux thermique de 0.03 à 0.05 MW/m<sup>2</sup>

### II.3.7. Les corrélations d'ébullition convective

Un certain nombre de corrélations ont été établies pour l'ébullition convective. Ces corrélations traitent aussi bien l'ébullition sous-saturée que l'ébullition saturée.

#### Corrélation de Mikielewicz (1974)

Se basant sur l'hypothèse que le transfert de chaleur dans les écoulements bouillants est caractérisé par la dissipation de l'énergie de l'écoulement du mélange diphasique ainsi que la génération de bulles de vapeur, Mikielewicz (1974) propose une relation semi-empirique qui permet de définir le coefficient de transfert de chaleur en ébullition sous-saturée et saturée :

$$\frac{h_{2ph}}{h_{1ph}} = \sqrt{\left\{ \left( \phi \frac{2}{h_{lo}} \right)^{0,8} + \left[ \frac{h_{pool}(\Delta T_{sat})}{h_{1ph}} \frac{\Delta T_{sat}}{\Delta T_{sat} + \Delta T_p} \right]^2 \right\}} \quad (II.159)$$

avec  $h_{1ph}$  le coefficient d'échange monophasique donné par la corrélation de Dittus-Boelter. L'auteur ne donne cependant pas de précision sur le calcul des coefficients de transfert en vase  $h_{pool}$ . Les comparaisons effectuées (sur des Fréons : R11, R12, R21...) donnent de bons résultats dans des gammes de pression de 1 à 17.8 bar, des vitesses massiques de 360 à 4500 kg/m<sup>2</sup>s, et des densités de flux thermique de 1 à 95 kW/m<sup>2</sup>).

### Corrélation de Gungor & Winterton (1986)

Gungor & Winterton (1986) proposent une corrélation générale pour l'ébullition convective (sous-saturée et saturée) qui a été obtenue à partir d'une large banque de données. Les divergences entre les valeurs mesurées et calculées sont de l'ordre de  $\pm 25\%$ . Suivant l'idée de Chen (1966) de séparation du coefficient de transfert de chaleur en deux termes : une contribution micro-convective basée sur la corrélation d'ébullition en vase de Foster & Zuber (1955) et une contribution macro-convective basée sur l'équation de Dittus-Boelter monophasique, ce coefficient de transfert s'exprime par :

$$h_{2ph} = E h_{lo} + S h_{pool} \quad (II.160)$$

où le facteur E (>1) représente l'augmentation de l'effet de convection due à l'écoulement diphasique par rapport à l'écoulement liquide seul (augmentation de la vitesse du fluide diphasique par rapport au même écoulement s'il était monophasique), et S (<1) représente la diminution de la surchauffe nécessaire en ébullition convective, par rapport à l'ébullition en vase.

Lors de l'ébullition fortement sous-saturée (région I), la différence de température qui est le moteur du phénomène n'étant pas la même pour les deux composantes du coefficient de transfert, les auteurs proposent la relation suivante :

$$\phi = h_{lo} (T_w - T_l) + S h_{pool} (T_w - T_{sat}) \quad (II.161)$$

où seul le facteur S est conservé, le facteur E étant égal à l'unité (jusqu'au point  $z_{OSV}$ ) du fait qu'il n'y a pas de production significative de vapeur. Lorsque le point OSV est atteint, la relation suivante est adoptée (région II) :

$$\phi = E h_{lo} (T_w - T_l) + S h_{pool} (T_w - T_{sat}) \quad (II.162)$$

Enfin, lorsque l'ébullition saturée prend naissance, la relation devient

$$\phi = Eh_{lo}(T_w - T_{sat}) + Sh_{pool}(T_w - T_{sat}) \quad (\text{II.163})$$

Les facteurs S et E sont donnés par les relations suivantes :

$$S = \frac{1}{1 + 1,15 \cdot 10^{-6} E^2 Re_1^{1,17}} \quad (\text{II.164})$$

et

$$E = 1 + 24000 Bo^{1,16} + 1,37 (1/X_{tt})^{0,86} \quad (\text{II.165})$$

Bo est le nombre d'ébullition et  $X_{tt}$  est le paramètre de Martinelli calculé par la relation :

$$X_{tt} = \left( \frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left( \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{0,5} \left( \frac{\mu_l}{\mu_g} \right)^{0,1} \quad (\text{II.166})$$

et enfin,

$$\begin{aligned} h_{lo} &= 0,023 Re_1^{0,8} Pr_1^{0,4} \lambda / D \\ h_{pool} &= 55 Pr_1^{0,12} (-\log_{10} Pr_1)^{-0,55} M^{-0,5} \phi^{0,67} \end{aligned} \quad (\text{II.167})$$

où  $P_r$  est la pression réduite, M la masse molaire du fluide en kg/mol,  $\phi$  la densité de flux thermique en MW/m<sup>2</sup> et  $h_{pool}$  le coefficient d'échange en ébullition en vase exprimé en W/°C m<sup>2</sup>.

Le coefficient d'échange de l'ébullition en vase  $h_{pool}$  est celui proposé par Cooper (1984). Toutes les propriétés sont calculées à la température de saturation.

Les comparaisons ont été réalisées avec 9 bases de données et pour plusieurs fluides différents (dont eau, R21, R22...).

Pour l'eau, cette corrélation a été établie pour des pressions variant de 3 à 200 bar, des vitesses massiques de 1000 à 6100 kg/m<sup>2</sup>s et des densités de flux thermique de 0.02 à 9 MW/m<sup>2</sup> et pour le R12, des pressions variant de 7.7 à 29 bar, des vitesses massiques de 900 à 4800 kg/m<sup>2</sup>s et des densités de flux thermique de 0.02 à 2 MW/m<sup>2</sup>.

## Corrélation de Liu & Winterton (1991)

Liu & Winterton (1991) ont constaté que certaines corrélations, telles que celle décrite par Gungor & Winterton, contiennent le nombre d'ébullition  $Bo$ . L'idée sous-jacente est de tenir compte de l'accroissement des mécanismes de convection forcée provenant de la création de vapeur dans la couche limite près de la paroi. Cependant, la présence de ce nombre d'ébullition est en contradiction avec le fait qu'il n'y a pas de production significative de vapeur lors de l'ébullition sous-saturée (du moins jusqu'au point  $z_{OSV}$ ). Cette remarque jette donc un doute sur la base physique du modèle de Gungor & Winterton.

*Nous pouvons cependant noter que l'utilisation de ce nombre d'ébullition n'est pourtant pas si contradictoire. En effet, le liquide sous-saturé entraîne des phénomènes de recondensation qui peuvent très bien être pris en compte par un nombre d'ébullition.*

Les auteurs supposent alors que le terme de convection doit dépendre du nombre de Prandtl et proposent la formulation suivante :

$$h_{2ph}^2 = (Eh_{lo})^2 + (Sh_{pool})^2 \quad (II.168)$$

Cependant, comme il a été précisé ci-dessus, lors de l'ébullition sous-saturée, la différence de température, qui est le moteur du phénomène, n'est pas la même pour les deux contributions du transfert de chaleur. Les auteurs proposent les relations suivantes :

- région I :

$$\phi = \sqrt{\left( (h_{lo} (T_w - T_{sat}))^2 + (Sh_{pool} (T_w - T_{sat}))^2 \right)} \quad (II.169)$$

- région II :

$$\phi = \sqrt{\left( (Eh_{lo} (T_w - T_1))^2 + (Sh_{pool} (T_w - T_{sat}))^2 \right)} \quad (II.170)$$

- ébullition saturée :

$$\phi = \sqrt{\left( (Eh_{lo} (T_w - T_{sat}))^2 + (Sh_{pool} (T_w - T_{sat}))^2 \right)} \quad (\text{II.171})$$

avec :

$$E = \left[ 1 + x Pr_l \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} - 1 \right) \right]^{0.35} \quad (\text{II.172})$$

$$S = \left( 1 + 0,055 F^{0.1} Re_l^{0.16} \right)^{-1}$$

Lors de l'ébullition sous-saturée, le titre  $x$  est souvent très faible, ainsi le facteur  $F$  est quasiment égal à l'unité. Toutes les propriétés physiques sont prises à la température de saturation, mis à part les nombres de Reynolds  $Re$  et de Prandtl  $Pr$  qui sont calculés à la température moyenne du liquide  $T_l(z)$ .

Les comparaisons ont été réalisées avec 9 bases de données et pour plusieurs fluides différents (bases de données utilisées par Gungor & Winterton). Les auteurs ont également effectué des comparaisons avec les corrélations de Moles & Shaw (qu'ils jugent être la plus précise), de Gungor & Winterton et de Shah.

Les auteurs constatent au vu des résultats que la corrélation de Moles & Shaw et la leur sont les plus précises.

### II.3.8. Conclusions

Comme dans le cadre de l'étude des modèle de taux de vide et de pertes de pression, il serait intéressant, dans un premier temps, de comparer ces modèles entre eux. Tous ces modèles sont établis à partir de valeurs expérimentales et sont donc censés ne s'appliquer que pour les domaines pour lesquels ils ont été établis.

Modèles	Fluide	Température de paroi $T_w$			Domaine d'application		
		$z_{ONB}$	<i>Ebullition partielle</i>	<i>Ebullition sous-saturée développée</i>	Pression Mpa	Flux MW/m <sup>2</sup>	G kg/m <sup>2</sup> s
Bergles & Rohsenow	Eau	×			1-13.8	0.12-15	3600-15000
Davis & Anderson	Eau	×			1-13.8	1.5-15	1000-5000
Frost & Dzakowic	Eau R12	×			0.1-20 0.1-3	0.15 0.15	- -
Rohsenow	Eau		×		1-13.8	0.5-5	1000-3000
Jens & Lottes	Eau			×	0,7-17,2	< 12.5	< 10000
Thom et al.	Eau			×	5-6,9	0.4-1.36	639-1564
Miekeleywicz	Fréons		×	×	1-17.8	<0.095	360-4500
Shah	Eau R12	×	×	×	1-13.8 0.6-0.9	0.01-18.4 0.03-0.05	80-8130 1400-4500
Gungor & Winterton	Eau R12	×	×	×	0.3-20 0.77-2.9	0.02-9 0.02-2	1000-6100 900-4800
Liu & Winterton	Eau R12	×	×	×	0.3-20 0.77-2.9	0.02-9 0.02-2	1000-6100 900-4800
Moles & Shaw	Eau			×	1-13.8	0.07-20	1076-5690

Tableau II.3-2 : Récapitulatif des modèles de transferts de chaleur monodimensionnels présentés.

## II.4. Conclusions et stratégie de modélisation appliquée aux cas des écoulements de R12

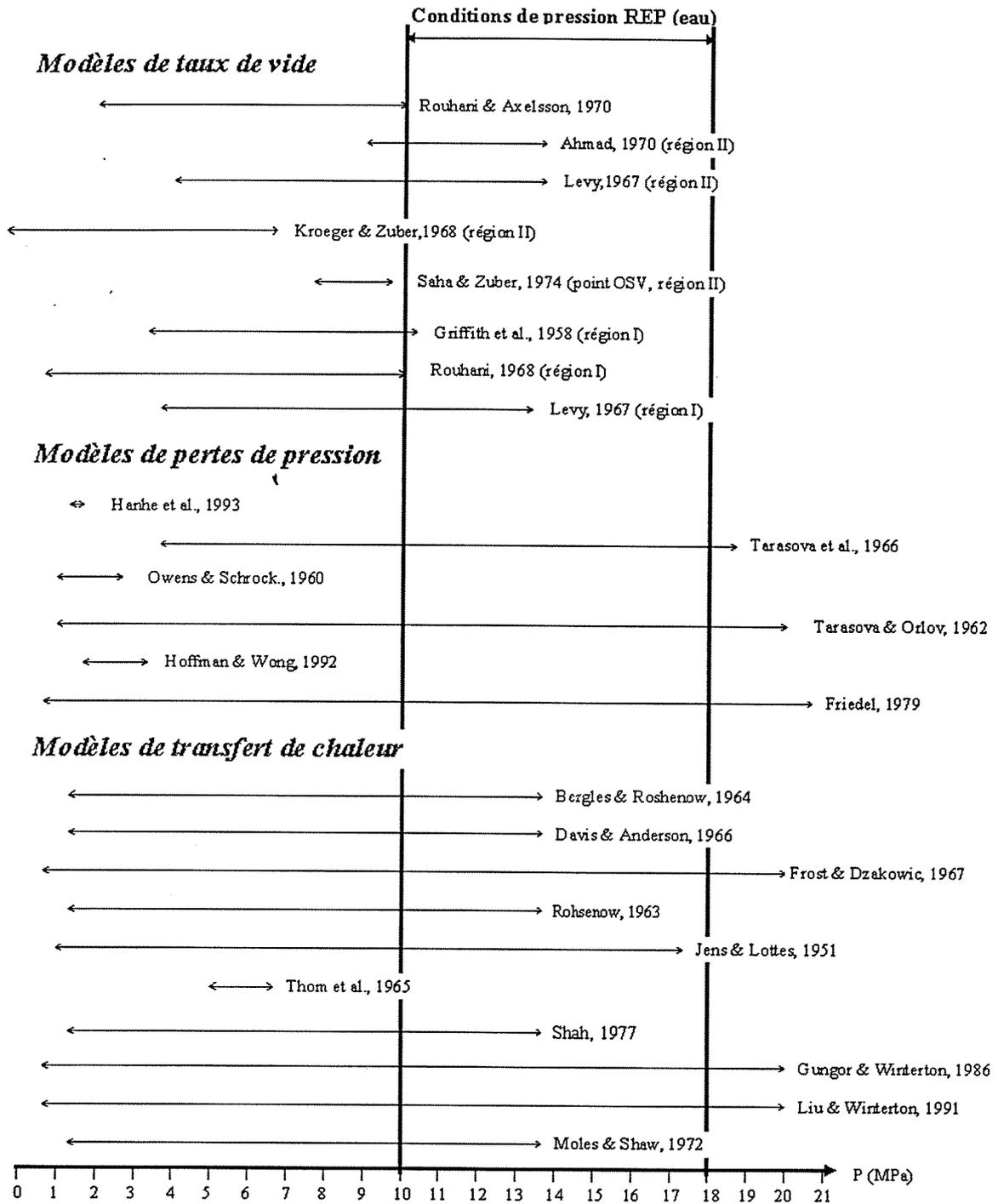
La présente étude bibliographique regroupe la plupart des modèles susceptibles de décrire les grandeurs caractéristiques (taux de vide, pertes de pression, transferts de chaleur) de l'ébullition nucléée convective sous-saturée lors d'écoulements ascendants en tubes verticaux.

On a pu constater que beaucoup d'études ont été menées durant ces dernières années et qu'il en ressort un large éventail de modèles empiriques ou analytiques. La plupart de ces modèles

ont été originellement établis pour de l'eau dans des domaines variés de conditions de fonctionnement.

Les tableaux II-4-1 à II-4-4 présentent un récapitulatif de la plupart des modèles ainsi que de leur domaine d'application. Les conditions, en eau ou en R12, correspondantes aux écoulements rencontrés dans les REP sont indiquées afin de mettre en valeur l'adéquation des différents modèles.

Il serait maintenant intéressant de procéder à la confrontation de ces modèles avec des données expérimentales. On pourra tout d'abord s'intéresser aux données en eau disponibles dans la littérature. On confrontera également ces modèles aux résultats expérimentaux obtenus en R12 sur la boucle DEBORA. Ainsi, dans le chapitre suivant, un jeu de modèle décrivant l'évolution des différentes grandeurs de l'ébullition nucléée convective sous-saturée sera retenu aussi bien pour l'eau que pour le R12.



**Tableau II.4-1 : Confrontation des domaines d'application (en eau) des modèles et du domaine de fonctionnement REP (pression)**

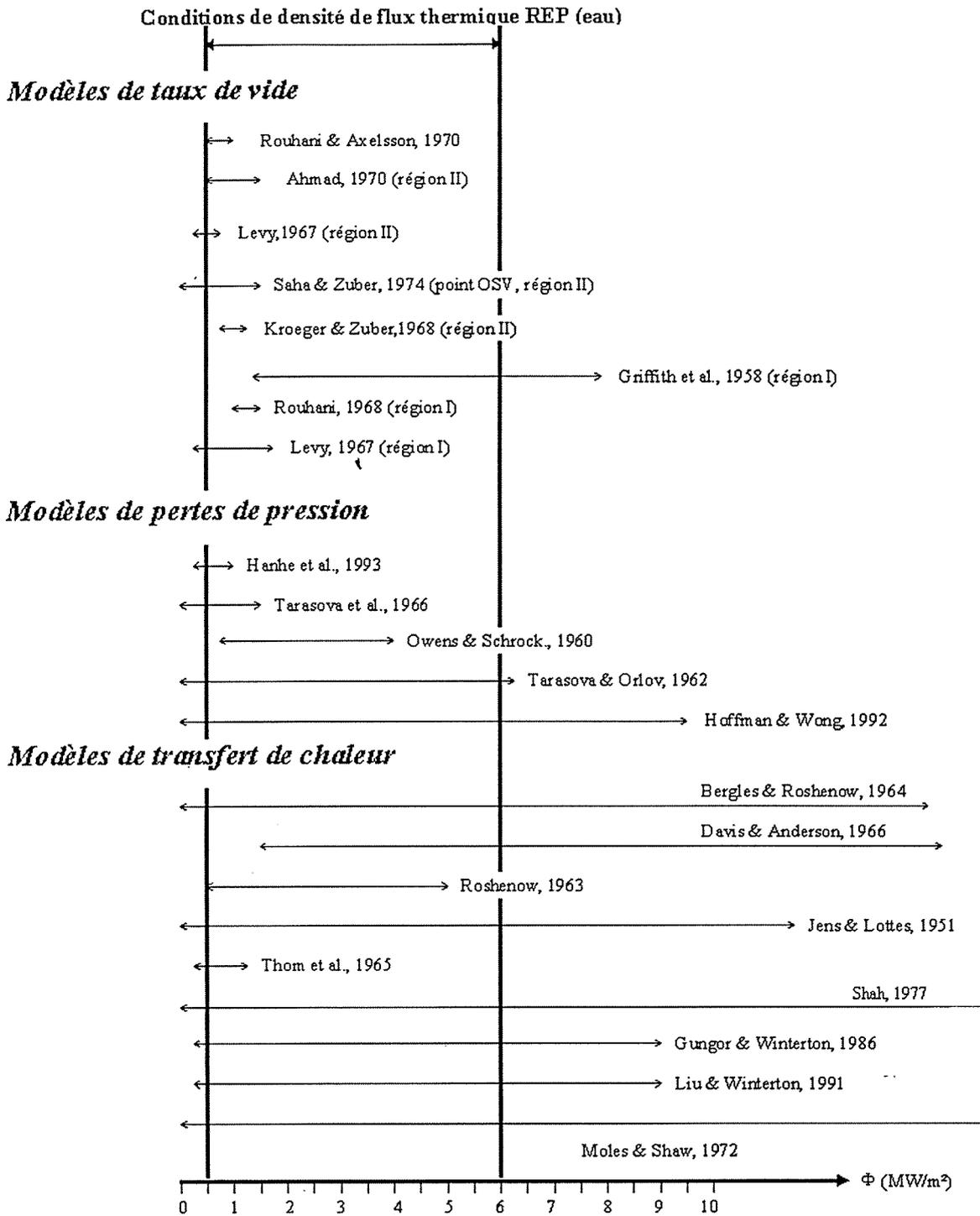
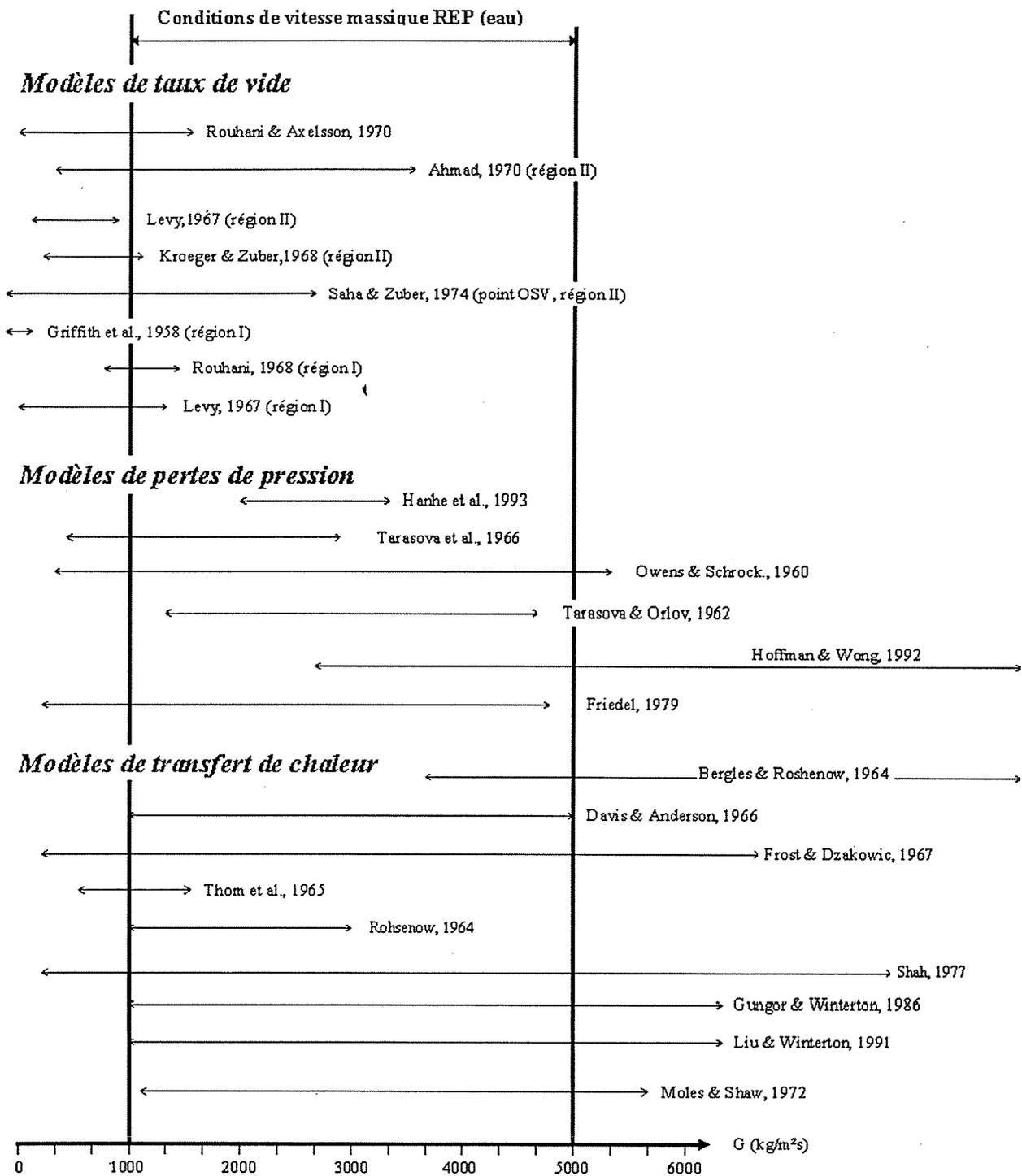
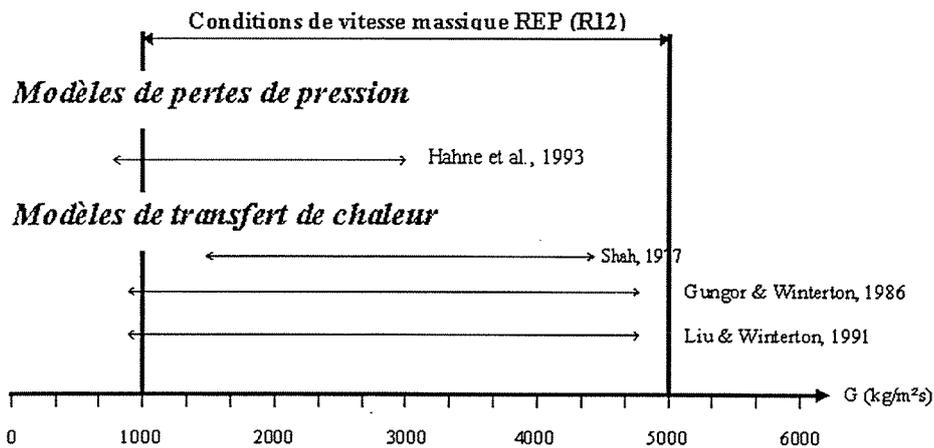
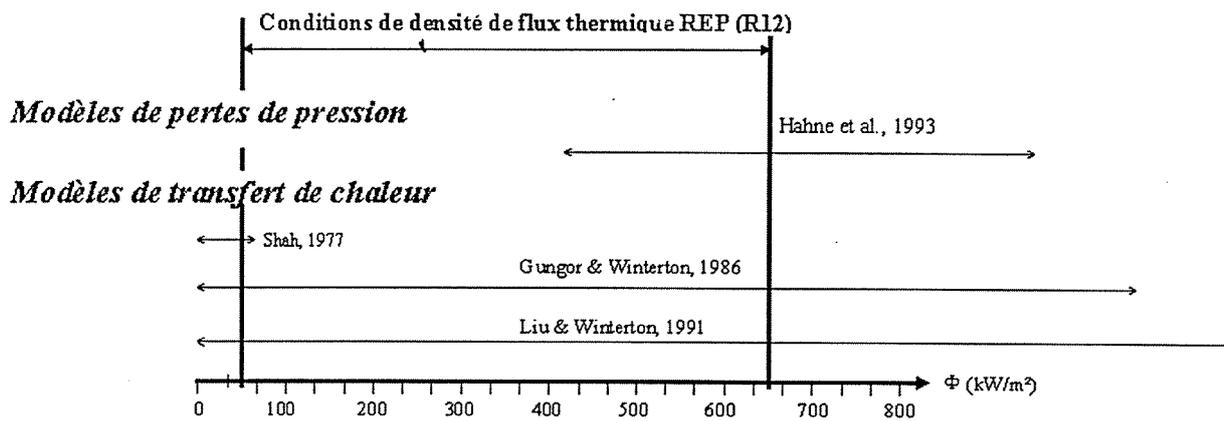
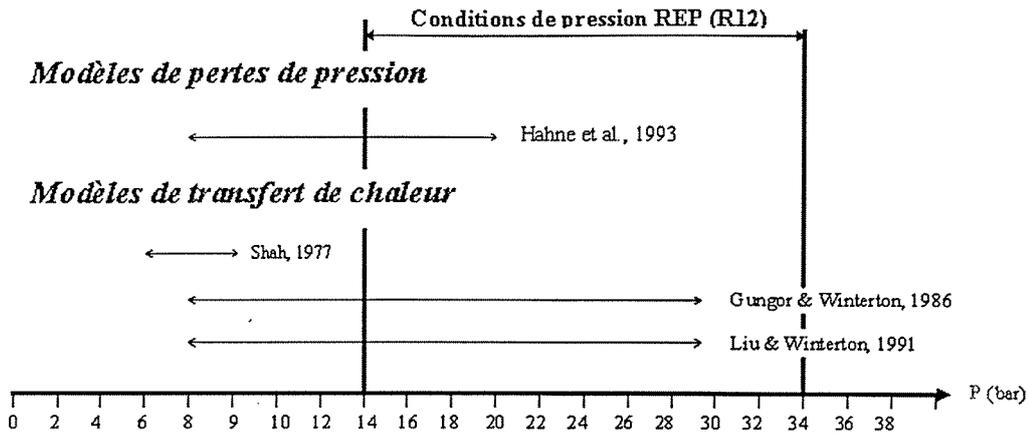


Tableau II.4-2 : Confrontation des domaines d'application (en eau) des modèles et du domaine de fonctionnement REP (densité de flux thermique)



**Tableau II.4-3 : Confrontation des domaines d'application (en eau) des modèles et du domaine de fonctionnement REP (vitesse massique)**



**Tableau II.4-4 : Confrontation des domaines d'application des modèles  
et du domaine de fonctionnement REP (R12)**

# Chapitre III

## Modélisation monodimensionnelle

### Sélection et application de modèles 1D applicables aux écoulements de R12

<b>III.1. DÉTERMINATION DES COTES CARACTÉRISTIQUES DE L'ÉBULLITION SOUS-SATURÉE EN TUBE.....</b>	<b>113</b>
III.1.1. LE DÉBUT DE L'ÉBULLITION NUCLÉÉE ( $Z_{ONB}$ ).....	114
III.1.2. LE POINT D'APPARITION SIGNIFICATIVE DE VAPEUR ( $Z_{OSV}$ ).....	116
III.1.3. LE POINT DE FIN D'ÉBULLITION SOUS-SATURÉE ( $Z_{SAT}$ ).....	117
<b>III.2. CHOIX DU MODÈLE DE TAUX DE VIDE.....</b>	<b>118</b>
III.2.1. PRÉSENTATION DES MODÈLES ANALYSÉS.....	119
III.2.2. INTER-COMPARAISON DES MODÈLES DE TAUX DE VIDE.....	120
III.2.3. CONFRONTATION DES MODÈLES DE TAUX DE VIDE AUX VALEURS EXPÉRIMENTALES.....	121
III.2.4. MODIFICATION DES MODÈLES DE TAUX DE VIDE, CONTINUITÉ DE LA COURBE $A(z)$ .....	123
III.2.5. RETOUR SUR LES COMPARAISONS AVEC LES DONNÉES EN EAU DE BARTOLOMEI (1982).....	132
III.2.6. COMPARAISON DES MODÈLES DE TAUX DE VIDE MODIFIÉS AUX DONNÉES EXPÉRIMENTALES OBTENUES EN R12.....	134
<b>III.3. CHOIX DES MODÈLES DE PERTES DE PRESSION.....</b>	<b>139</b>
III.3.1. PRÉSENTATION DES MODÈLES ANALYSÉS.....	139
III.3.2. CONFRONTATION ENTRE LES MODÈLES DE PERTES DE PRESSION APPLIQUÉS À L'EAU.....	141
III.3.3. CONFRONTATION ENTRE LES MODÈLES DE PERTES DE PRESSION APPLIQUÉS EN R12.....	142
<b>III.4. CHOIX DE MODÈLES DE TRANSFERTS DE CHALEUR.....</b>	<b>143</b>
III.4.1. PRÉSENTATION DES MODÈLES TESTÉS.....	143
III.4.2. COMPARAISON ENTRE LES MODÈLES CALCULANT LA TEMPÉRATURE DE PAROI APPLIQUÉS EN EAU.....	144
III.4.3. COMPARAISON DU MODÈLE DE LIU & WINTERTON À DES DONNÉES EXPÉRIMENTALES ÉTABLIES EN R12145	145
<b>III.5. CONCLUSIONS.....</b>	<b>146</b>



L'objectif de ce chapitre est d'aboutir à un jeu de modèles monodimensionnels qui permettront de calculer le taux de vide, les pertes de pression ainsi que la température de paroi lors d'écoulements bouillants sous-saturés de Fréon 12 dans un tube vertical pour des conditions équivalentes à celles rencontrées dans un réacteur à eau sous pression.

Un ensemble de modèles, établis pour des écoulements d'eau, sera choisi en fonction de confrontations avec des données expérimentales en *eau* issues de la littérature et avec les données expérimentales en *R12* obtenues sur l'installation DEBORA.

Tous les modèles présentés dans le chapitre précédent n'ont pas été testés, le choix des modèles testés ayant été guidé par la réflexion faite lors de leur analyse.

### **III.1. Détermination des cotes caractéristiques de l'ébullition sous-saturée en tube**

L'élaboration de modèles monodimensionnels de taux de vide, de perte de pression et de température de paroi nécessite la détermination de certaines cotes le long de la conduite :

- la cote d'activation des premiers sites de nucléation :  $z_{ONB}$ ,
- la cote de début d'ébullition sous-saturée développée :  $z_{fdb}$ ,
- la cote de génération nette de vapeur :  $z_{OSV}$
- la cote où le fluide atteint l'enthalpie de saturation :  $z_{sat}$

Très souvent, les points  $z_{ONB}$  et  $z_{fdb}$  sont *supposés* coïncider.

Ces différentes cotes (Fig.III.1-1) permettent de définir deux sous-domaines de l'ébullition sous-saturée : l'ébullition fortement sous-saturée ou *ébullition partielle* (C-E) et l'ébullition sous-saturée développée (E-H).

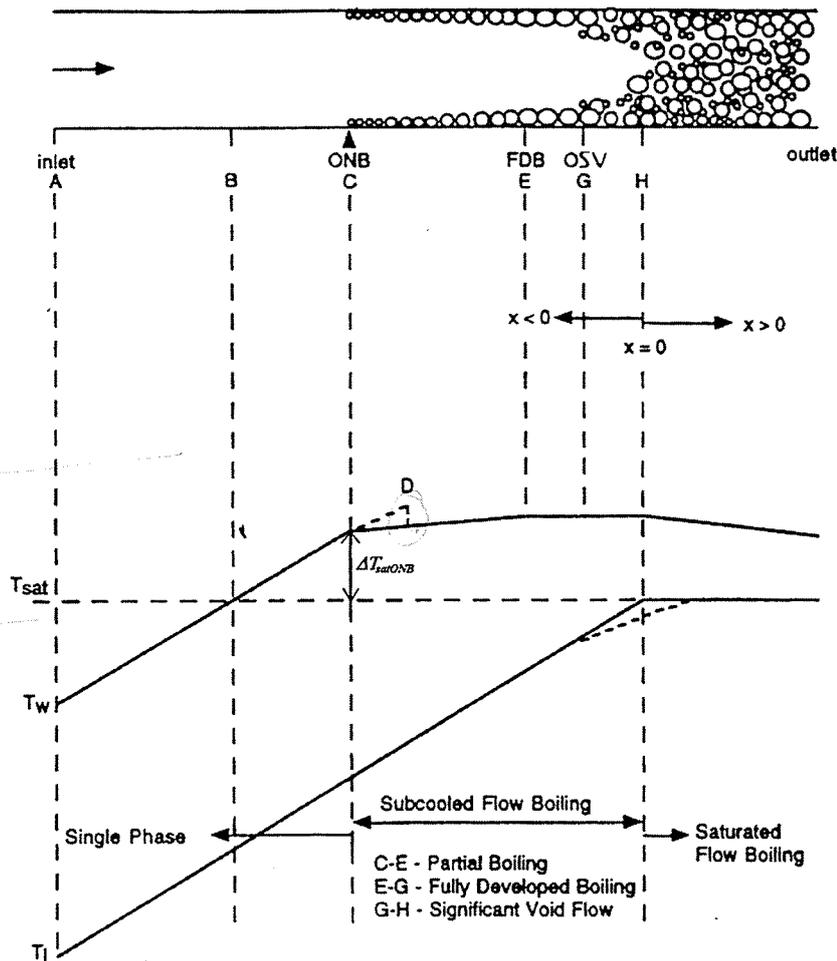


Figure III.1-1: Représentation schématique des points caractéristiques et de l'évolution des températures de paroi et de liquide lors de l'ébullition sous-saturée (d'après Kandlikar, 1998)

### III.1.1. Le début de l'ébullition nucléée ( $z_{ONB}$ )

La cote  $z_{ONB}$  marque l'activation des premiers sites de nucléation. Elle est déterminée par le bilan thermique suivant :

$$z_{ONB} = \frac{Gc_{pl}D}{4} \left[ \frac{(T_{sat} - T_{in}) + \Delta T_{satONB}}{\phi} - \frac{1}{h_{l0}} \right] \quad (III.1)$$

où  $T_{sat}$  et  $T_{in}$  sont respectivement les températures de saturation et d'entrée du fluide,  $\Delta T_{satONB}$  est la surchauffe nécessaire au démarrage de l'ébullition définie par la relation suivante :

$$\Delta T_{\text{satONB}} \cong T_{\text{wONB}} - T_{\text{sat}} \quad (\text{III.2})$$

$h_{10}$  est le coefficient d'échange monophasique donné pour un écoulement turbulent par la relation de Dittus-Boelter :

$$\frac{h_{10} D}{\lambda_1} = 0.023 \left[ \frac{GD}{\mu_1} \right]^{0.8} \left[ \frac{c_p \mu_1}{\lambda_1} \right]^{1/3} \quad (\text{III.3})$$

Cette relation est valable pour un écoulement en tube vertical où  $z/D > 50$  et où  $Re > 10000$  avec le nombre de Reynolds  $Re$  défini par :

$$Re \cong \frac{GD}{\mu} \quad (\text{III.4})$$

Pour ces deux corrélations, les propriétés du fluide sont prises à la température moyenne  $(T_w + T_1(z))/2$  où  $T_w$  est la température de la paroi et  $T_1(z)$  la température moyenne du liquide à la cote considérée. Les modèles analysés calculant la température de paroi  $T_w$  au point  $z_{\text{ONB}}$  sont les modèles de :

- Bergles & Rohsenow (II.14)
- Davis & Anderson (II.15)
- Frost & Dzakowic (II.16)

Ces modèles ont été comparés entre eux. En général, les résultats fournis par les calculs (Tableau III.2-1) montrent que les surchauffes ( $\Delta T_{\text{satONB}}$ ) déterminées par les trois modèles sont assez proches bien que certains écarts soient observés.

Pression (bar)	G (kg/m <sup>2</sup> s)	Flux (kW/m <sup>2</sup> )	Tsat (°C)	$\Delta T_{\text{satONB}}$ Rohsenow (°C)	$\Delta T_{\text{satONB}}$ Davis & Anderson (°C)	$\Delta T_{\text{satONB}}$ Frost & Dzakowic (°C)
100	2000	1000	311	1.2	1.0	1.1
100	3500	1500	311	1.5	1.2	1.4
50	3500	1500	263.9	2.2	2.3	1.7
50	2000	1000	263.9	1.8	1.9	1.4
130	2000	1000	330.8	1.1	0.8	1.2
150	2000	1000	342.1	1.0	0.7	1.3

Tableau III.1-1 : Comparaisons des modèles calculant la température de paroi au point ONB  
(fluide : eau)

*Le modèle de Frost & Dzakowic peut être retenu avec une relative confiance car il a été testé sur des fluides divers (notamment sur les fluides de type Fréon) et sur de larges gammes de paramètres.*

La valeur de la surchauffe au point  $z_{\text{ONB}}$  sera donc donnée par la corrélation de Frost & Dzakowic (1967) :

$$\Delta T_{\text{satONB}} = \left[ \frac{8\sigma\phi T_{\text{sat}}}{\lambda_{\text{lsat}} L \rho_g} \right]^{0.5} Pr_{\text{lsat}} \quad (\text{III.5})$$

où  $Pr_{\text{lsat}}$  est le nombre de Prandtl calculé avec les propriétés de la phase liquide à la température de saturation et défini par :

$$Pr_{\text{lsat}} \triangleq \frac{\mu_{\text{lsat}} c_{\text{plsat}}}{\lambda_{\text{lsat}}} \quad (\text{III.6})$$

### III.1.2. Le point d'apparition significative de vapeur ( $z_{\text{OSV}}$ )

Le point d'apparition significative de vapeur  $z_{\text{OSV}}$  est déterminé par les relations de Saha & Zuber (1974) qui ont été reconnues les plus performantes par de nombreux auteurs.

Saha & Zuber supposent qu'à faible débit, le détachement des bulles est provoqué par des effets thermiques survenant à un nombre de Nusselt donné, alors qu'à fort débit le départ des bulles est contrôlé par des effets hydrodynamiques apparaissant à un nombre de Stanton donné. Deux régions peuvent donc être distinguées :

- $Pe < 70000$

$$\Delta T_{\text{OSV}} \triangleq T_{\text{sat}} - T_l(z_{\text{OSV}}) = 0.0022 \left[ \frac{\phi D_h}{\lambda_l} \right] \quad (\text{III.7})$$

- $Pe > 70000$

$$\Delta T_{\text{OSV}} = 153.8 \left[ \frac{\phi}{Gc_{\text{pl}}} \right] \quad (\text{III.8})$$

où les nombres de Peclet et de Stanton sont définis par les expressions suivantes :

$$Pe \triangleq \frac{GDC_{pl}}{\lambda} \quad (\text{III.9})$$

$$St \triangleq \frac{\phi}{GC_{pl}\Delta T_{OSV}} \quad (\text{III.10})$$

La côte  $z_{OSV}$  est alors déterminée par un bilan thermique :

$$z_{OSV} = z_{ONB} + \left[ H_l(T_l(z_{OSV})) - H_l(T_l(z_{ONB})) \right] \frac{GD}{4\phi} \quad (\text{III.11})$$

Le couple  $[z_{OSV}; T_l(z_{OSV})]$  est ainsi obtenu.

### III.1.3. Le point de fin d'ébullition sous-saturée ( $z_{sat}$ )

Afin de décrire la totalité du domaine sous-saturé, on doit connaître le critère de fin d'ébullition sous-saturée. La cote de fin d'ébullition sous-saturée est définie comme la cote où l'enthalpie moyenne du mélange atteint l'enthalpie de saturation du liquide.

De la même façon que pour le point  $z_{OSV}$ , la côte  $z_{sat}$  est déterminée par un bilan thermique :

$$z_{sat} = z_{ONB} + \left[ H_l(T_{sat}) - H_l(T_l(z_{ONB})) \right] \frac{GD}{4\phi} \quad (\text{III.12})$$

où  $T_{sat}$  est la température de saturation.

*On peut émettre une remarque sur l'hypothèse qui consiste à prendre l'enthalpie moyenne du fluide égale à l'enthalpie du liquide à la température de saturation comme critère de fin d'ébullition sous-saturée. Il n'est pas vraiment justifié que la fin de l'ébullition sous-saturée se produise lorsque le fluide atteint cette enthalpie de saturation. Certes, cette définition paraît juste si on se base sur un point de vue thermodynamique à l'équilibre où effectivement le titre thermodynamique devient nul en ce point. Mais il n'en reste pas moins vrai que le liquide n'a pas atteint la température de saturation et qu'il se produit sans doute encore des phénomènes de recondensation qui n'ont pas lieu en ébullition saturée.*

Kroeger & Zuber (1968) ont d'ailleurs supposé que la température moyenne du liquide pouvait être approchée dans la zone  $[z_{OSV}, z_{sat}]$  par la relation suivante :

$$T^+ = \tanh(Z^+) \quad (III.13)$$

avec,

$$T^+ \triangleq \frac{T_1(z) - T_1(z_{OSV})}{T_{sat} - T_1(z_{OSV})} \quad (III.14)$$

et,

$$Z^+ \triangleq \frac{z - z_{OSV}}{z_{sat} - z_{OSV}} \quad (III.15)$$

où  $z_{OSV}$  est déterminé par les relations du paragraphe III.2. Grâce aux relations (III.12) et (III.13), la température  $T_1(z_{sat})$  peut être facilement calculée pour la cote  $z_{sat}$  :

$$T_1(z_{sat}) = 0.76(T_{sat} - T_1(z_{OSV})) + T_1(z_{OSV}) \quad (III.16)$$

ainsi le couple  $[z_{sat}; T_1(z_{sat})]$  est déterminé.

### Conclusions

La détermination des trois cotes caractéristiques ( $z_{ONB}$ ,  $z_{OSV}$ ,  $z_{sat}$ ) ainsi que l'évolution de la température liquide entre ces côtes est ainsi acquise. On considère que la température de la vapeur est toujours égale à la température de saturation.

## III.2. Choix du modèle de taux de vide

Les données d'entrée pour l'ensemble des modèles sont : la pression de sortie  $P$ , la vitesse massique  $G$ , la densité de flux thermique  $\phi$  et la température d'entrée  $T_{in}$  du fluide.

Le but de ce chapitre est de chercher à modéliser le taux de vide surfacique dans le tube entre les cotes  $z_{ONB}$  et  $z_{sat}$ . Pour cela, le tronçon de tube  $[z_{ONB}, z_{sat}]$  est découpé en deux sous-tronçons :  $[z_{ONB}, z_{OSV}]$  et  $[z_{OSV}, z_{sat}]$ . Ces deux sous-tronçons déjà évoqué dans l'Introduction de ce mémoire seront appelés dans la suite *Région I* et *Région II*.

Un modèle de taux de vide sera choisi pour chaque région et la continuité de la courbe  $\alpha(z)$  entre les points  $z_{ONB}$  et  $z_{sat}$  sera assurée.

### III.2.1. Présentation des modèles analysés

Le taux de vide au point de détachement des bulles ( $z_{OSV}$ ) a été estimé par deux modèles :

- Levy (II.39 à II.44),
- Rouhani (II.48 à II.50).

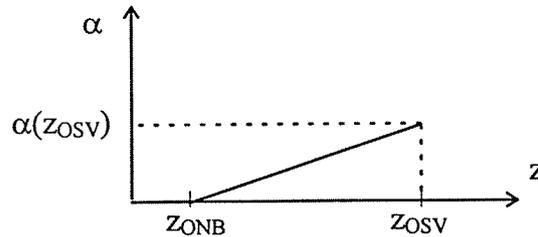


Figure III.2-1: Linéarisation du taux de vide dans la région I

Le taux de vide sur toute la zone  $[z_{ONB}; z_{OSV}]$  est modélisé comme suit (Fig.III.2-1) :

$$\frac{\alpha(z)}{\alpha(z_{OSV})} = \frac{z - z_{ONB}}{z_{OSV} - z_{ONB}} \quad (\text{III.17})$$

avec  $\alpha(z_{OSV})$  fourni par l'un ou l'autre des modèles. La température  $T_l(z)$  dans cette région est calculée par un bilan thermique :

$$T_l(z) = T_l(z_{ONB}) + \frac{4\phi(z - z_{ONB})}{GC_{pl}D} \quad (\text{III.18})$$

*Dans cette zone, l'évolution de la température du liquide est supposée linéaire. En effet, peu de vapeur s'est formée et l'enthalpie du mélange peut être assimilée à l'enthalpie du liquide, l'écoulement étant considéré comme monophasique.*

Dans la région II, cinq modèles ont été testés :

- Levy (II.57 à II.63),
- Kroeger & Zuber (II.64 à II.70),
- Ahmad (II.71 à II.75),
- Saha & Zuber (II.76 à II.79),
- Lahey & Moody (II.80 à II.83).

### III.2.2. Inter-comparaison des modèles de taux de vide

Dans un premier temps les comparaisons sont réalisées (Fig.III.2-2) pour tous les modèles de taux de vide (région I et région II) pour des conditions thermohydrauliques proches de celles des REP (fluide : *eau*, pression autour de 15 MPa, débit de l'ordre de 2000 kg/m<sup>2</sup>s).

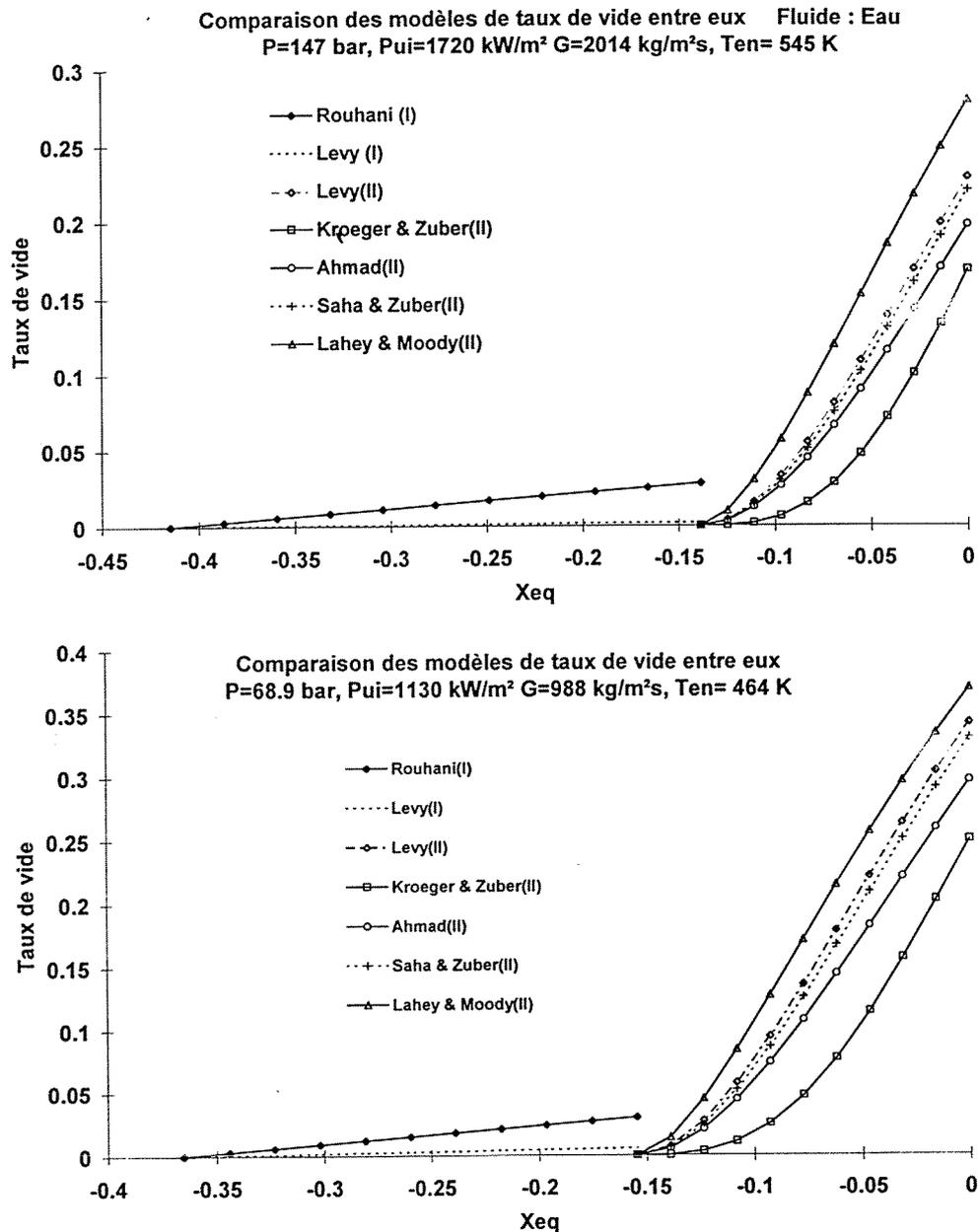


Figure III.2-2 : Comparaison des modèles de taux de vide

Il ressort de cette pré-étude que les différents modèles ont un comportement similaire. Cependant, certaines divergences peuvent être observées entre les valeurs calculées par ces modèles.

Seule une comparaison à des valeurs expérimentales peut permettre de retenir les modèles les plus prédictifs.

### III.2.3. Confrontation des modèles de taux de vide aux valeurs expérimentales

Afin d'analyser la prédictibilité de ces modèles, ceux-ci ont été confrontés aux résultats expérimentaux de Bartolomei et al. (1982). Ces données expérimentales ont l'intérêt de n'avoir jamais servi à l'établissement des modèles analysés.

Trois essais expérimentaux sont confrontés aux modèles de taux de vide. Ils sont caractérisés par les paramètres globaux suivants :

Pression (MPa)	Vitesse massique (kg/m <sup>2</sup> s)	Flux thermique (kW/m <sup>2</sup> )
14.7	2014	1720
10.81	966	1130
6.89	988	1130

Tableau III.2-1: Essais expérimentaux de Bartolomei et al. (1982)

Les résultats sont présentés sur la figure III.2-3.

#### Région I

Les deux modèles analysés et utilisés pour le calcul du taux de vide (Rouhani et Levy) dans la région fortement sous-saturée donnent des résultats qui ne sont pas concordants entre eux. Cependant, ces deux modèles représentent assez bien la valeur du taux de vide au point de détachement des bulles en tenant compte des incertitudes de mesures.

Le modèle de Levy semble cependant sous-estimer cette valeur. Le modèle de Rouhani fournit quant à lui des résultats paraissant plus probants. Cependant, ce modèle purement dimensionnel ne sera *en aucun cas* applicable au R12 et sera abandonné lors de l'étude de la banque de données DEBORA.

*Le modèle de Levy sera donc retenu. Il a par ailleurs l'avantage d'être simple à utiliser.*

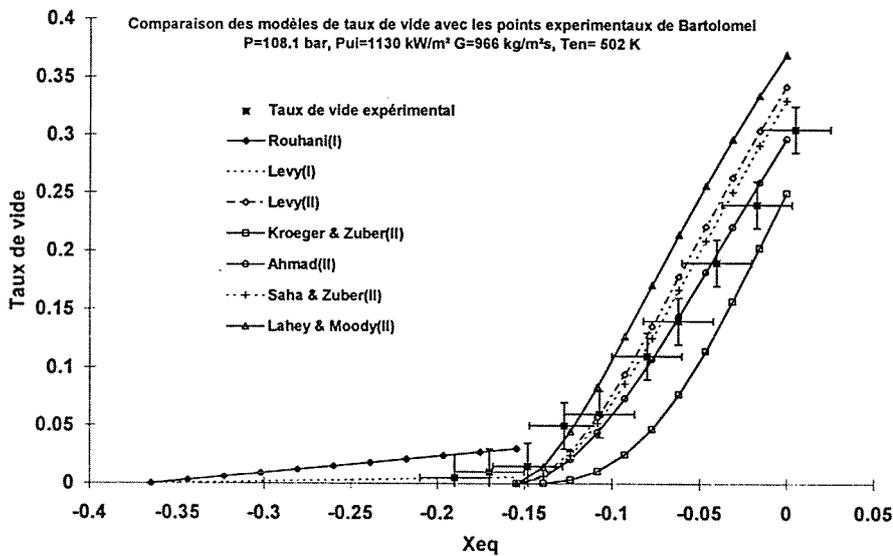
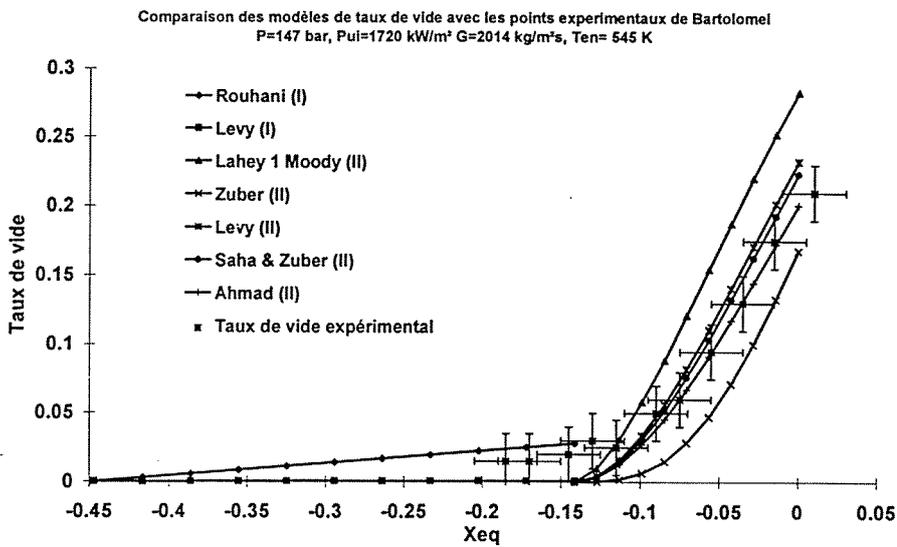
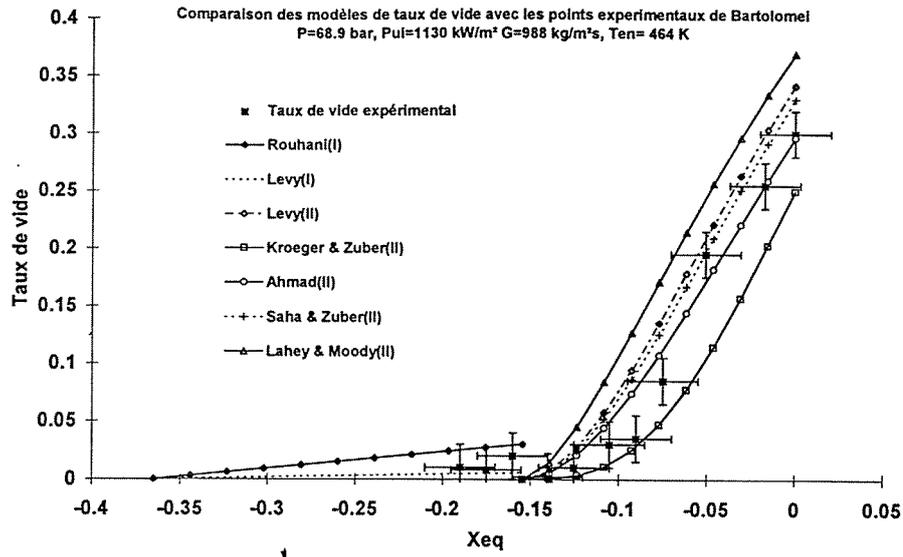


Figure III.2-3 : Comparaison des modèles de taux de vide (région I et II) avec les résultats expérimentaux de Bartolomei.

## Région II

Le modèle de Lahey & Moody surestime de façon très importante le taux de vide et sera abandonné dans la suite de l'étude.

Les modèles de Levy et de Saha & Zuber sont très similaires et ne se différencient que par l'expression du titre massique. Les résultats des calculs sont quasi-identiques et seul le modèle de Levy sera conservé dans la suite de l'étude.

Le modèle d'Ahmad semble le plus précis malgré son absence de signification physique (modèle à glissement). Le modèle de Kroeger & Zuber dont le calcul du titre massique est différent des autres modèles montre également des caractéristiques intéressantes.

*La lacune principale de tous ces modèles est l'hypothèse d'un titre massique nul au point  $z_{OSV}$ . Pourtant, il est clair qu'en ce point une fraction du fluide est sous forme de vapeur et qu'il existe donc un titre massique qui, introduit dans les différents modèles, donnerait un taux de vide non nul (correspondant par ailleurs au taux de vide donné par les modèles de la région I). Il est alors intéressant de relier les modèles de la région I et ceux de la région II afin de conserver la continuité de la courbe  $\alpha(z)$  le long de l'écoulement.*

### III.2.4. Modification des modèles de taux de vide, continuité de la courbe $\alpha(z)$

Le but de ce paragraphe est de montrer le cheminement qui nous a conduit à proposer le raccordement de la courbe  $\alpha(z)$  entre les deux régions.

Afin d'assurer cette continuité, plusieurs conditions doivent être satisfaites. Dans un premier temps, il est nécessaire que les modèles de la région II ne donnent pas un taux de vide nul au point  $z_{OSV}$ . Ce taux de vide doit correspondre à celui qui est donné par les modèles de la région I. Enfin, nous venons de montrer au paragraphe III.2.3 que les modèles de la région I donnaient des résultats corrects pour le taux de vide calculé en fin d'ébullition sous-saturée. La modification apportée aux modèles de la région II ne doit donc pas engendrer un changement significatif de la valeur de ce taux de vide au point de fin d'ébullition sous-saturée (Fig.III.2-4).

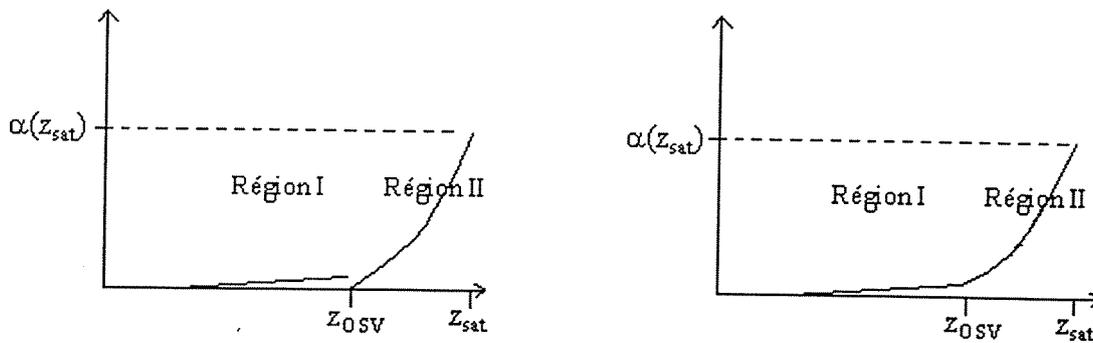


Figure III.2-4 : Raccordement de la courbe  $\alpha(z)$  au point  $z_{0sv}$  entre les deux régions.

Figure de gauche : Courbes  $\alpha(z)$  dans chacune des régions.

Figure de droite : Courbe  $\alpha(z)$  après modification.

Afin de modifier le modèle de taux de vide de la région II, il faut adapter les modèles de titre massique. Ces modèles "modifiés" de titre massique doivent permettre de calculer les valeurs du taux de vide au point  $z_{0sv}$  correspondant aux valeurs calculées par les modèles de la région I, et les valeurs au point  $z_{sat}$  sans changement notable.

Pour cela, le calcul d'un titre massique au point  $z_{0sv}$  est proposé. D'une façon générale, pour chaque modèle de la région II, la valeur du taux de vide au point  $z_{0sv}$  est supposée être directement reliée à une valeur du titre massique  $x(z_{0sv})$ .

$$x(z_{0sv}) = f(\alpha(z_{0sv})) \quad (III.19)$$

Un modèle de la région I permet d'obtenir une valeur du taux de vide au point de détachement des bulles ( $z_{0sv}$ ). En appliquant le modèle de Zuber & Findlay (1965), la valeur pour le titre massique  $x$  au point  $z_{0sv}$  est "hypothétiquement" déterminée. En effet, le modèle de Zuber & Findlay permet d'écrire :

$$\alpha(z) = \frac{x(z)}{\left\{ \frac{C_0(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l} x(z) + \left[ C_0 + \frac{v_{gj}}{v_{en}} \right] \frac{\rho_g}{\rho_l} \right\}} \quad (III.20)$$

*A ce stade de l'étude, une remarque importante peut être formulée concernant les valeurs attribuées au paramètre de distribution  $C_0$  et à la vitesse de dérive  $v_{gj}$  dans les différents modèles. En effet, les valeurs données à  $C_0$  et  $v_{gj}$  dans le modèle de Zuber & Findlay ne correspondent pas aux cas des écoulements sous-saturés.*

La remarque formulée ci-dessus nous a poussé à vouloir étudier de plus près les valeurs attribuées à  $C_0$  et  $v_{gj}$ , notamment au niveau du point  $z_{OSV}$ . Le modèle de Zuber & Findlay permet de calculer le taux de vide dans les écoulements diphasiques à phases dispersées. Ce modèle a été adapté par différents auteurs pour l'étude et le calcul du taux de vide lors de l'ébullition sous-saturée. Il fait intervenir deux paramètres importants. Ces deux paramètres ont été ajustés par différents auteurs (Wallis, 1969; Zuber et al., 1967) sur des valeurs expérimentales pour des écoulements à bulles "établis". Tous les modèles étudiés durant notre étude sont des modèles dérivés du modèle de Zuber & Findlay ou les paramètres  $C_0$  et  $v_{gj}$  ont été déduits par les différents auteurs des valeurs expérimentales (voir chapitre II) pour des écoulements à bulles établis. Or, au point  $z_{OSV}$  les bulles sont encore attachées à la paroi et commencent juste à se détacher et migrer dans l'écoulement. Les valeurs de  $C_0$  et  $v_{gj}$  devraient être différentes de celles d'un écoulement à bulles établi. *De plus ce paramètre doit évoluer le long de la conduite lorsque l'ébullition se développe.*

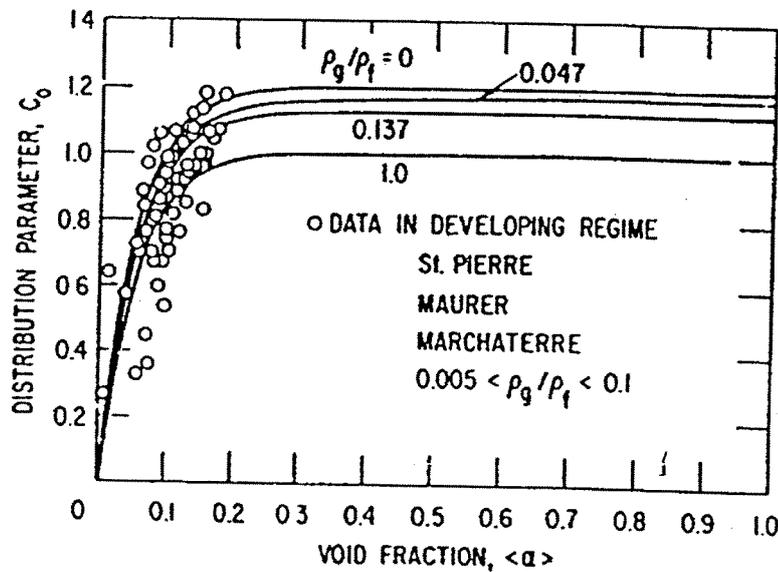


Figure III.2-5 : Allure du paramètre de distribution dans l'écoulements bouillants en développement (d'après Ishii, 1977)

Seul Ishii (1977) propose une évolution de ce paramètre. D'après lui, le paramètre  $C_0$  peut se mettre sous la forme :

$$C_0 = 1.2 - \sqrt{\rho_g/\rho_l} (1 - e^{-18\langle \alpha \rangle}) \quad (III.21)$$

et,

$$\lim_{\langle \alpha \rangle \rightarrow 0} C_0 = 0 \quad (III.22)$$

Cette corrélation a été établie à partir de valeurs expérimentales en *eau* pour des écoulements bouillants en tube.

Dans cette corrélation, le paramètre  $C_0$  dépend directement du taux de vide  $\alpha$  et donc de la topologie de l'écoulement. Cette corrélation représente donc bien physiquement les phénomènes mentionnés ci-dessus.

Nous proposons ici de déterminer les valeurs des paramètres  $C_0$  et  $v_{gj}$  au point  $z_{OSV}$ . Les profils de taux de vide, vitesse liquide et vapeur en ce point ont les allures suivantes :

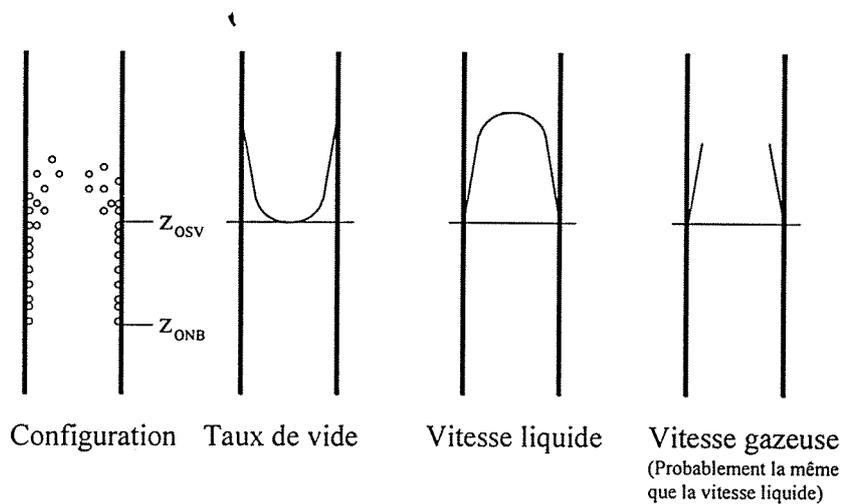


Figure III.2-6: Allure des différents profils au point  $z_{OSV}$

Cherchons alors à déterminer  $C_0$  au point  $z_{OSV}$  d'après sa définition :

$$C_0 \equiv \frac{\langle \alpha_j \rangle}{\langle \alpha \rangle \langle j \rangle} \quad (III.23)$$

Il nous faut donc connaître les expressions du taux de vide  $\alpha$  et de la vitesse du mélange  $j$ . Nous pouvons alors faire les hypothèses indiquées à la figure III.2-7 afin de calculer les différents profils.

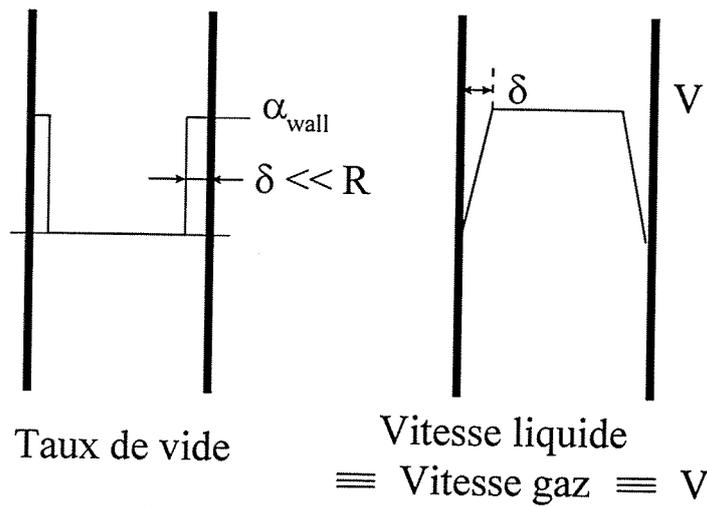


Figure III.2-7 : Hypothèses sur les profils de taux de vide et de vitesse liquide et gazeuse pour permettre le calcul de  $C_0$

- Calculons  $\langle \alpha j \rangle$  :

$$\langle \alpha j \rangle = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi r \alpha j dr = \frac{1}{\pi R^2} \left[ \int_0^{R-\delta} 2\pi r \alpha j dr - \int_{R-\delta}^R 2\pi r \alpha j dr \right] \quad (\text{III.24})$$

Dans la région  $r = [0; R-\delta]$ ,  $\alpha = 0$  et  $j = V$  et dans la région  $r = [R-\delta; R]$ ,  $\alpha = \alpha_{\text{wall}}$  et  $j = -\frac{V}{\delta}r + \frac{VR}{\delta}$   
d'où,

$$\langle \alpha j \rangle = \frac{1}{\pi R^2} \left[ \int_0^{R-\delta} 2\pi r 0 V dr + \int_{R-\delta}^R 2\pi r \alpha_w \left( -\frac{V}{\delta}r + \frac{VR}{\delta} \right) dr \right] \quad (\text{III.25})$$

et finalement,

$$\langle \alpha j \rangle = 2\alpha_w \frac{V\delta}{R^2} \left( \frac{R}{2} - \frac{\delta}{3} \right) \quad (\text{III.26})$$

- Calculons  $\langle \alpha \rangle$  :

$$\langle \alpha \rangle = \frac{[\pi R^2 - \pi(R-\delta)^2] \alpha_w}{\pi R^2} = \alpha_w \left( \frac{\delta}{R} - \frac{\delta^2}{R^2} \right) \quad (\text{III.27})$$

- Enfin, calculons  $\langle j \rangle$

$$\langle j \rangle = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi r j dr = \frac{V}{R^2} \left( R^2 - R\delta + \frac{1}{3}\delta^2 \right) \quad (\text{III.28})$$

Finalement  $C_0$  s'écrit :

$$C_0 = \frac{2\alpha_w \delta R^2 \left( \frac{R}{2} - \frac{\delta}{3} \right) \frac{1}{R^4}}{2 \left( \frac{\delta}{R} \right) \alpha_w - 3 \left( \frac{\delta}{R} \right)^2 \alpha_w + \frac{5}{3} \left( \frac{\delta}{R} \right)^3 \alpha_w - \frac{1}{3} \left( \frac{\delta}{R} \right)^4 \alpha_w} \quad (\text{III.29})$$

En supposant que :

$$\varepsilon \triangleq \frac{\delta}{R} \ll 0 \quad (\text{III.30})$$

la valeur de  $C_0$  au point  $z_{OSV}$  s'écrit :

$$C_0 = \frac{2\varepsilon \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{3}\varepsilon \right)}{2\varepsilon - 3\varepsilon^2 + \frac{5}{3}\varepsilon^3 - \frac{1}{3}\varepsilon^4} \cong \frac{\left( \frac{1}{2} - \frac{1}{3}\varepsilon \right)}{\left( 1 - \frac{3}{2}\varepsilon \right)} = 0.5 \quad (\text{III.31})$$

Calculons maintenant la vitesse de dérive  $v_{gj}$  :

$$\tilde{v}_{gj} = \frac{\langle \alpha v_{gj} \rangle}{\langle \alpha \rangle} \quad (\text{III.32})$$

Dans la région  $r = [0; R-\delta]$ ,  $\alpha = 0$  et  $j = V$  et  $v_g = v_1 = V$  donc  $v_{gj} \triangleq v_g - j = 0$ .

Dans la région  $r = [R-\delta; R]$ ,  $v_g = v_1 = V$ ,  $j = v$  d'où  $v_{gj} \triangleq v_g - j = 0$ ,

Finalement,  $v_{gj}$  est nulle au point  $z_{OSV}$ . En conséquence, le modèle de Zuber & Findlay (III.20) qui peut s'écrire au point  $z_{OSV}$  :

$$x(z_{OSV}) = \frac{\alpha(z_{OSV}) \left[ C_0 + \frac{v_{gj}}{v_{en}} \right] \frac{\rho_g}{\rho_l}}{1 - \alpha(z_{OSV}) \frac{C_0 (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l}} \quad (\text{III.33})$$

devient :

$$x(z_{OSV}) = \frac{\alpha_w (1 - 2\varepsilon) [\varepsilon + 0] \frac{\rho_g}{\rho_l}}{1 - \alpha_w (1 - 2\varepsilon) \varepsilon \frac{(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l}} = \frac{\alpha_w (1 - 2\varepsilon) \varepsilon \frac{\rho_g}{\rho_l}}{1 - \alpha_w (1 - 2\varepsilon) \varepsilon \frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_l}} \quad (\text{III.34})$$

et finalement :

$$x(z_{OSV}) = \alpha_w (1 - 2\varepsilon) \varepsilon \frac{\rho_g}{\rho_l} \quad (\text{III.35})$$

Le modèle de Zuber & Findlay se réduit alors à la simple expression suivante :

$$x(z_{OSV}) = \alpha_{OSV} C_0 \frac{\rho_g}{\rho_l} = \frac{\alpha_{OSV}}{2} \frac{\rho_g}{\rho_l} \quad (\text{III.36})$$

**Remarque :**

*La valeur  $C_0 = 0.5$  nous paraît justifiée. En effet, la corrélation de Ishii (III.21) donne également un  $C_0 \approx 0.5$  pour des taux de vide de l'ordre de 3-4 %. Or, ce sont exactement les valeurs du taux de vide que l'on retrouve au point  $z_{OSV}$  sur les valeurs expérimentales (aussi bien en eau qu'en Fréon 12).*

*Il serait en fait intéressant de prendre en compte une évolution du paramètre  $C_0$  et  $v_{gj}$  entre  $z_{OSV}$  et  $z_{sat}$ . Par exemple faire varier  $C_0$  de 0.5 à la valeur fixée par les auteurs pour un écoulement développé et  $v_{gj}$  de 0 à la valeur fixée par les auteurs pour un écoulement développé.*

Revenons alors au titre massique donné par la relation de Zuber & Findlay :

$$x(z_{OSV}) = \frac{\alpha(z_{OSV}) \left[ C_0 + \frac{v_{gj}}{v_{en}} \right] \frac{\rho_g}{\rho_l}}{1 - \alpha(z_{OSV}) \frac{C_0 (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l}} \quad (\text{III.37})$$

où  $\alpha(z_{OSV})$  est donné par un des modèles de la région 1.

Suivant l'idée des différents auteurs (et sans plus de justification), une nouvelle forme de l'équation décrivant le titre massique peut être donnée par une relation incluant le titre massique  $x(z_{OSV})$  au point  $z_{OSV}$ . Cette valeur est calculée et prise en compte dans chacun des modèles afin de conserver la continuité dans l'évolution du titre (et donc du taux de vide).

On donne par exemple ci-dessous l'évolution du titre massique pour le modèle de Levy. Selon ce modèle le titre massique initial est donné par la relation :

$$x(z) = x_{eq}(z) - x_{eq}(z_{OSV}) \exp\left(\frac{x_{eq}(z)}{x_{eq}(z_{OSV})} - 1\right) \quad (III.38)$$

qui vérifie les conditions aux limites suivantes :

$$\left. \frac{dx(z)}{dx_{eq}(z)} \right|_{z_{OSV}} = 0 \quad \text{ou} \quad x(z)|_{z_{OSV}} = 0 \quad (III.39)$$

et,

$$x(z) \rightarrow x_{eq}(z) \quad \text{pour} \quad x_{eq}(z) \gg x_{eq}(z_{OSV}) \quad (III.40)$$

La modification apportée donne une nouvelle expression du titre massique incluant le titre au point  $z_{OSV}$  :

$$x(z) = x_{eq}(z) + [x(z_{OSV}) - x_{eq}(z_{OSV})] \exp\left(\frac{x_{eq}(z)}{x_{eq}(z_{OSV})} - 1\right) \quad (III.41)$$

qui vérifie les conditions aux limites suivantes :

$$\left. \frac{dx(z)}{dx_{eq}(z)} \right|_{z_{OSV}} = \frac{x(z_{OSV})}{x_{eq}(z_{OSV})} \quad \text{ou} \quad x(z)|_{z_{OSV}} = x(z_{OSV}) \quad (III.42)$$

et,

$$x(z) \rightarrow x_{eq}(z) \quad \text{pour} \quad x_{eq}(z) \gg x_{eq}(z_{OSV}) \quad (III.43)$$

Nous avons effectué le même travail concernant deux autres modèles. Le modèle de titre massique donné par Kroeger & Zuber et alors modifié et est donné par la relation suivante :

$$x(z) = x(z_{OSV}) + \frac{c_{pl} \Delta T_{SUB}(z_0)}{L + c_{pl} \Delta T_{SUB}(z_0)(1 - T^+)} (Z^+ - T^+) \quad (III.44)$$

Le titre massique de la relation d'Ahmad est donné par le modèle de Levy, la relation décrivant le titre massique modifié est donnée par :

$$x(z) = x_{eq}(z) + [x(z_{OSV}) - x_{eq}(z_{OSV})] \exp\left(\frac{x_{eq}(z)}{x_{eq}(z_{OSV})} - 1\right) \quad (III.45)$$

Afin de vérifier que les modifications des modèles calculant le titre massique n'ont pas une influence importante sur la valeur du taux de vide au point  $z_{sat}$ , des comparaisons entre les valeurs du taux de vide au point  $z_{sat}$  donnés par les modèles initiaux et les modèles modifiés sont effectuées. La sensibilité de la valeur du taux de vide au point  $z_{sat}$  due à la modification de l'expression du titre massique est analysée dans le Tableau III.2-2.

Conditions de fonctionnement (P, G, $\Phi$ )	Modèle modifié	Erreur relative sur le taux de vide au point $z_{sat}$ (%)
<b>Eau</b> 147 bar, 2014 kg/m <sup>2</sup> s 1720 kW/m <sup>2</sup>	Levy	0
	Kroeger	0.001
	Ahmad	0.001
<b>Eau</b> 68.8 bar, 988 kg/m <sup>2</sup> s 1130 kW/m <sup>2</sup>	Levy	0.001
	Kroeger	0.002
	Ahmad	0.002
<b>R12</b> 26 bar, 3000 kg/m <sup>2</sup> s 79 kW/m <sup>2</sup>	Levy	0.031
	Kroeger	0.008
	Ahmad	0.003
<b>R12</b> 14 bar, 5100 kg/m <sup>2</sup> s 135 kW/m <sup>2</sup>	Levy	0.029
	Kroeger	0.008
	Ahmad	0.002
<b>R12</b> 14 bar, 2010 kg/m <sup>2</sup> s 76.2 kW/m <sup>2</sup>	Levy	0.061
	Kroeger	0.019
	Ahmad	0.007

Tableau III.2-2 : Erreurs commises sur le taux de vide calculé après modification des modèles de titre massique

Les résultats ci-dessus indiquent que les modifications des modèles ne perturbent pas la valeur du taux de vide au point  $z_{sat}$  calculée par les modèles initiaux. Les modifications n'ont pas plus d'influence pour les calculs en R12 que pour ceux en eau.

Six raccordements entre les modèles de la région I et ceux de la région II seront effectués : *Levy (I) + Levy (II)*, *Levy (I) + Kroeger & Zuber (II)*, *Levy (I) + Ahmad (II)*, *Rouhani (I) + Levy (II)*, *Rouhani (I) + Kroeger & Zuber (II)*, *Rouhani (I) + Ahmad (II)*.

Nous n'avions retenu dans un premier temps pour la Région I que le modèle de Levy puisque seul celui-ci peut être applicable au Fréon 12. Cependant, nous avons tenu à réaliser les comparaisons avec le modèle de Rouhani pour les cas bouillants en *eau* après modifications des modèles de taux de vide.

### **III.2.5. Retour sur les comparaisons avec les données en eau de Bartolomei (1982)**

Les résultats donnés par les nouveaux modèles atteignent l'objectif fixé. La continuité de la courbe  $\alpha(z)$  est bien respectée et pour *l'eau*, la combinaison du modèle de Rouhani (région I) et des modèles de taux de vide de la région II donne les résultats les plus satisfaisants (Fig.III.2-8). Plus particulièrement les combinaisons du modèle de Rouhani et de ceux d'Ahmad et de Kroeger & Zuber. On peut notamment remarquer que les points à faible taux de vide ( $< 0.05$ ) sont bien mieux représentés.

La combinaison du modèle de Levy (région I) et des modèles de taux de vide de la région II (Fig.III.3-8) semble moins attrayante car les valeurs du taux de vide données par le modèle de Levy au point  $z_{OSV}$  sont assez faibles. Cependant, ces deux modèles (région I) avec les combinaisons proposées peuvent être raisonnablement utilisés pour l'étude des écoulements bouillants en *eau*.

*Cependant il faut bien préciser que le modèle de Rouhani ne sera pas applicable au Fréon 12. Il faudra alors utiliser le modèle de Levy (région I) avec trois modèles retenus comme les plus probables de bien représenter l'évolution du taux de vide dans la région II : les modèles de Kroeger & Zuber, de Levy et d'Ahmad.*

#### **Conclusion**

Il ressort de cette étude que la combinaison du modèle de Rouhani (région I) au modèle d'Ahmad modifié (région II) est la plus précise pour prédire l'évolution monodimensionnelle du taux de vide dans un écoulement bouillant sous-saturé *d'eau*. Rappelons cependant que les

modèles de Rouhani et d'Ahmad n'ont pas de signification physique, le premier donnant lieu à une corrélation dimensionnelle, le second utilisant la notion de glissement.

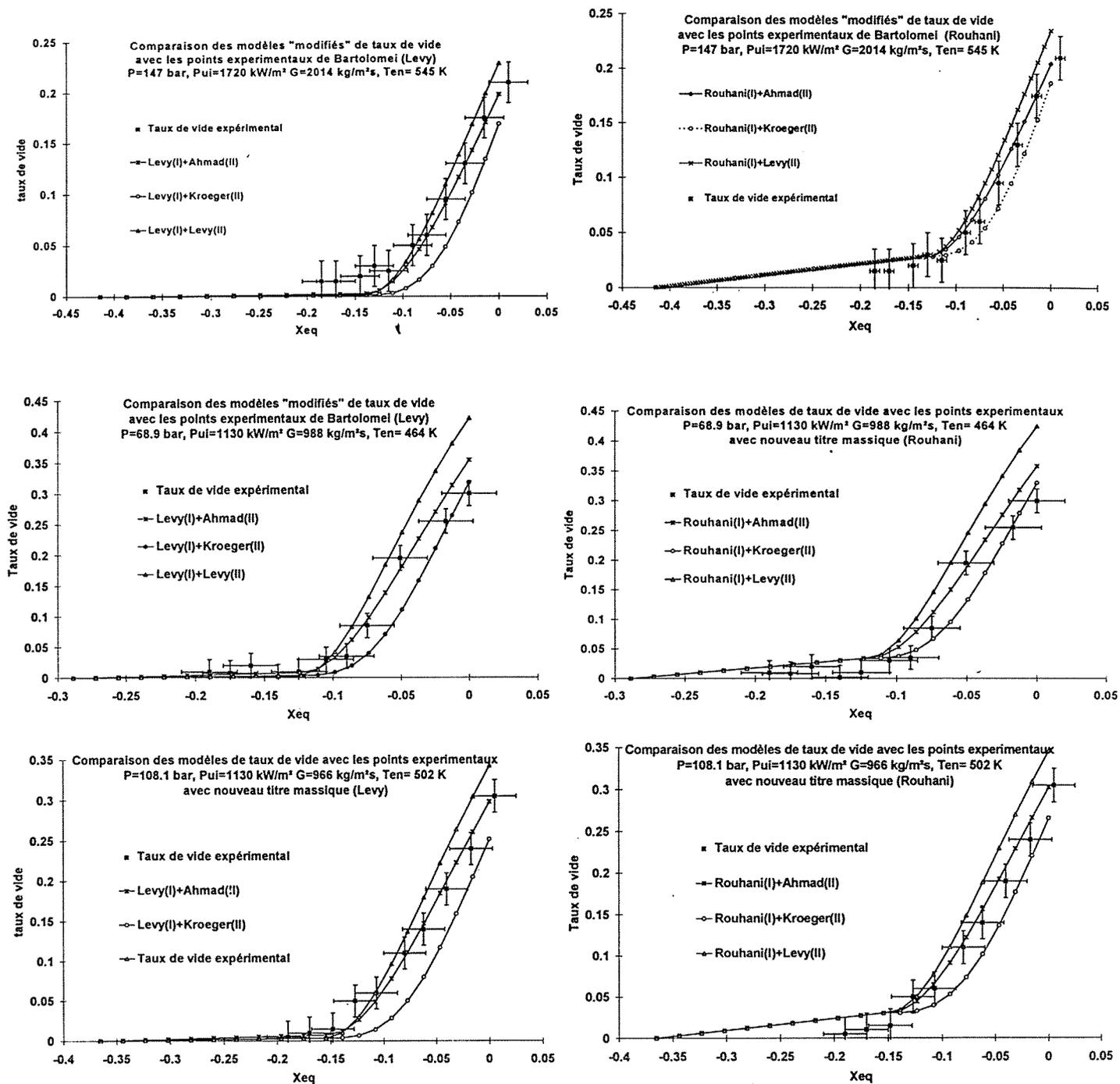


Figure III.2-8 : Comparaison des modèles modifiés de taux de vide avec les résultats expérimentaux de Bartolomei.

### III.2.6. Comparaison des modèles de taux de vide modifiés aux données expérimentales obtenues en R12

Les combinaisons *Levy(I) + Levy(II)*, *Levy(I) + Kroeger & Zuber(II)*, *Levy(I) + Ahmad(II)* vont être comparées aux valeurs expérimentales de la boucle DEBORA (Garnier, 1998).

Les mesures locales seront moyennées sur la section droite afin d'obtenir une description monodimensionnelle de l'évolution du taux de vide. Les mesures de taux de vide étant effectuées suivant le rayon de la conduite, la valeur moyennée sur la section droite du taux de vide est calculée en intégrant la distribution  $\alpha(r)$  :

$$\bar{\alpha} = \frac{\int_0^R \alpha(r) r dr}{\int_0^R r dr} = \frac{1}{2} R^2 \quad (\text{III.46})$$

En discrétisant cette relation :

$$\bar{\alpha} = \frac{\sum_1^N \int_{r_i}^{r_{i+1}} \left( \frac{\alpha_{i+1} + \alpha_i}{2} \right) r dr}{\frac{R^2}{2} = \int_0^R r dr} = \sum \frac{\alpha_{i+1} + \alpha_i}{2} \int_{r_i}^{r_{i+1}} r dr \quad \frac{1}{2} R^2 \quad (\text{III.47})$$

l'intégration s'écrit :

$$\bar{\alpha} = \frac{\sum_1^N \left( \frac{\alpha_{i+1} + \alpha_i}{2} \right) \left( \frac{r_{i+1}^2 - r_i^2}{2} \right)}{R^2} \quad (\text{III.48})$$

*A priori*, ce formalisme permet de calculer une valeur correcte du taux de vide moyen sur la section lorsque le nombre de points de discrétisation (ou de mesure) est élevé.

Cependant, *dans tous les cas*, la mesure du taux de vide en paroi est irréalisable expérimentalement et il manque donc une valeur importante qui va influencer sur le résultat.

De plus, la valeur du taux de vide à la paroi étant difficilement estimable, quelle type d'extrapolation pourra permettre de prédire correctement cette valeur ?

On peut raisonnablement supposer (notamment dans le cas d'ébullition sous-saturée) que la valeur du taux de vide en paroi sera supérieure à celle mesurée sur le rayon précédent (figure III.2-9, a).

En effectuant alors une extrapolation linéaire sur les *trois derniers points* les plus proches de la paroi, la valeur du taux de vide à la paroi peut être approchée. On appellera cette valeur du taux de vide en paroi  $\alpha_{\max}(\text{paroi})$ .

Il n'est pas impossible que la valeur du taux de vide en paroi soit également inférieure à la valeur du taux de vide au dernier rayon mesuré comme lorsque le maximum de taux de vide migre vers le cœur de l'écoulement. En prenant la valeur du taux de vide à *l'avant dernier point* de mesure, une valeur du taux de vide en paroi que l'on appellera  $\alpha_{\min}(\text{paroi})$  est donnée (figure III.2-9, b).

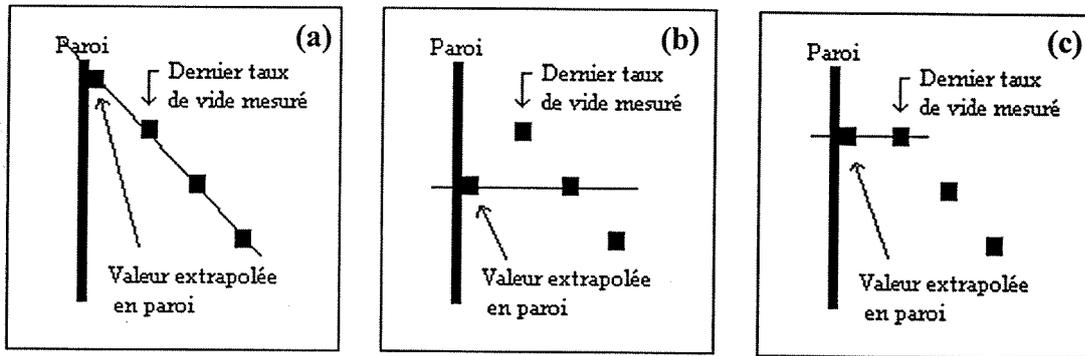


Figure III.2-9 : Représentation schématique des profils de taux de vide utilisés pour l'estimation de la valeur moyenné du taux de vide sur la section

Enfin, en écrivant que la valeur prise par le taux de vide en paroi, nommé  $\alpha(\text{paroi})$ , est la même que celle au *dernier point* de mesure (figure III.2-9, c), une étude de sensibilité à la valeur prise sur le taux de vide en paroi peut être effectuée. Dans les trois cas décrits ci-dessus la valeur moyennée du taux de vide est calculée par l'équation (III.48) et les écarts absolus entre ces valeurs sont déterminés.

Les erreurs absolues ont été calculées par rapport à la valeur du taux de vide en paroi prise comme étant égale à la valeur du dernier taux de vide mesuré (dernier rayon avant la paroi). Une autre question peut également être posée dans les cas où les mesures de taux de vide au centre de l'écoulement n'ont pas été déterminées. Cependant, si la valeur du taux de vide au centre n'a pas été mesurée, c'est qu'elle était très faible. Il est alors possible de prendre soit la dernière valeur mesurée la plus près du centre de la conduite pour valeur du taux de vide au centre, soit de donner une valeur nulle du taux de vide au centre (ce qui est vrai dans beaucoup des cas traités et plus généralement lors de l'ébullition sous-saturée).

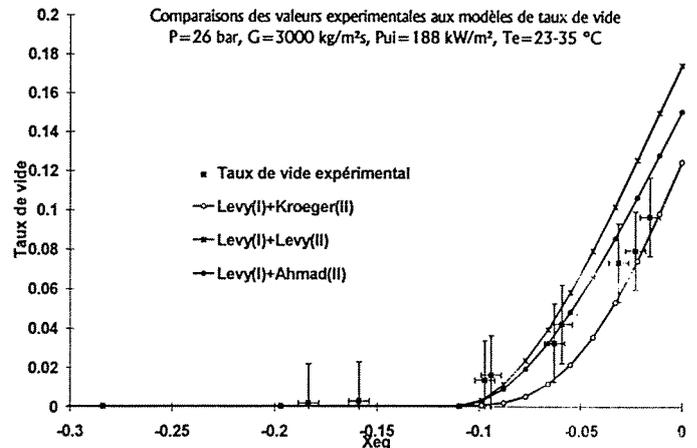
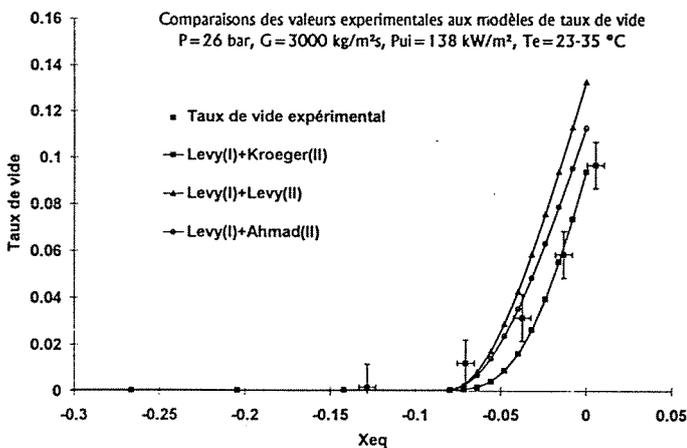
Le tableau III.2-3 donne l'évaluation de la sensibilité du taux de vide surfacique calculé à la valeur de taux de vide choisie en paroi. Plusieurs cas sont traités, certains avec un nombre conséquent de mesures, d'autres avec seulement deux points de mesures.

Essai	Nombre de points	Erreur absolue sur le taux de vide	
		$\alpha_{max}(paroi)$	$\alpha_{min}(paroi)$
29G2P26W16Te66_1	50	0.001	0.001
29G3P26W31Te43.8_1	2	0.0001	0.00007
29G2P26W16Te58_1	5	0.0009	0.0005
29G2P14W16Te27.3_1	27	0.0006	0.0007

Tableau III.2-3 : Erreurs absolues sur le calcul du taux de vide moyen

Les résultats ci-dessus montrent que l'influence sur le taux de vide surfacique estimé de la valeur retenue pour le taux de vide en paroi n'est pas très importante. Les écarts observés sur les valeurs de taux de vide surfacique sont faibles. En conclusion le calcul du taux de vide surfacique sera effectué avec la valeur du taux de vide en paroi égale à celle mesurée au dernier rayon de mesure. Dans la suite de l'étude chaque taux de vide tiré des données expérimentales DEBORA sera encadré par des barres d'incertitude ( $\pm 0.02$ ) qui correspond à l'incertitude de mesure sur chaque valeur locale du taux de vide (Chapitre I).

Certain des résultats obtenus sur la boucle DEBORA sont présentés sur les figures III.2-10.



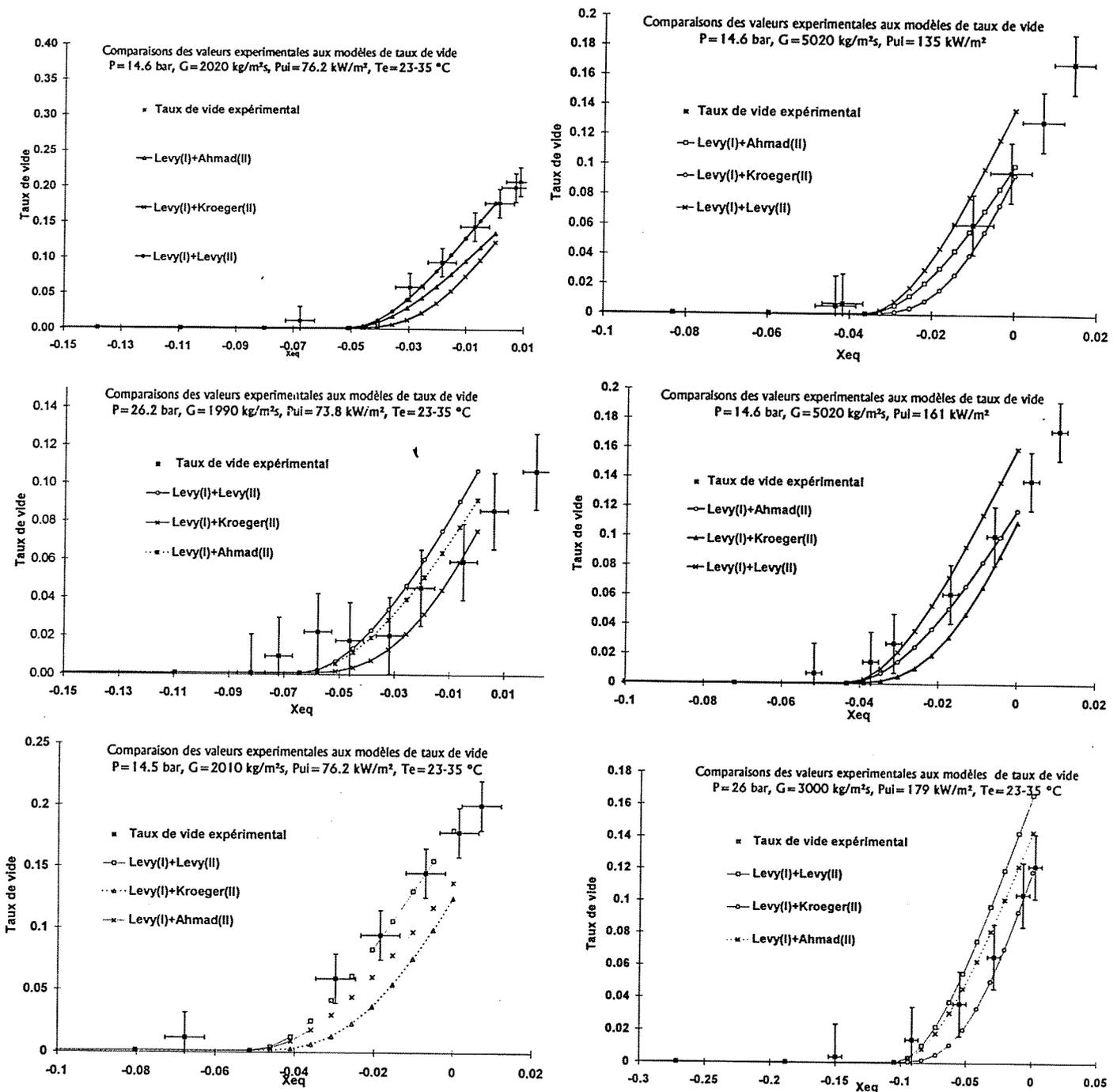


Figure III.2-10 : Comparaison des modèles modifiés de taux de vide et des résultats expérimentaux obtenus sur la boucle DEBORA

Ces exemples montrent une bonne concordance des modèles avec les valeurs expérimentales. La valeur du taux de vide calculé au point OSV par le modèle de Levy (région I) semble quand même un peu faible mais la combinaison de celui-ci avec, pour la région II, ceux de Kroeger & Zuber, de Levy ou d'Ahmad donne satisfaction.

*Le fait que la valeur du taux de vide donné par le modèle de Levy (région I) soit assez faible montre que la justification du raccordement créé entre les régions I et II n'a plus vraiment lieu d'être avec du R12. Cependant, cette description sera tout de même conservée.*

## Conclusions

Il apparaît donc au terme de cette étude que la modélisation monodimensionnelle du taux de vide peut être réalisée sur tout le domaine de l'ébullition sous-saturée.

**La comparaison aux données expérimentales en R12 de DEBORA de modèles établis originellement pour de l'eau est satisfaisante.**

Le Tableau III.2-4 récapitule les combinaisons de modèles donnant l'évolution du taux de vide  $\alpha(z)$  lors d'écoulements bouillants sous-saturés. Suivant les comparaisons et les observations effectuées, les modèles les mieux adaptés sont conseillés.

Modèle région I	Modèle région II	Eau	Fréon 12
Rouhani	Levy	++	non
Rouhani	Kroeger & Zuber	+	non
Rouhani	Lahey & Moody	-	non
Rouhani	Saha & Zuber	++	non
Rouhani	Ahmad	+++	non
Levy	Levy	+	+
<i>Levy</i>	<i>Kroeger &amp; Zuber</i>	+	++
Levy	Lahey & Moody	-	non
Levy	Saha & Zuber	+	+
Levy	Ahmad (*)	++	++

**Tableau III.2-4 : Validité des combinaisons (région I et II) des modèles 1 D de taux de vide analysés**

+++ : Fortement conseillé  
 ++ : Conseillé  
 + : Satisfaisant  
 - : Peu satisfaisant  
 -- : Pas satisfaisant  
 non : Pas applicable

(\*) : Ce modèle n'est pas recommandé, bien que celui-ci prédise correctement le taux de vide, car il a recourt à un terme de glissement  $S_g$  qui n'a pas de véritable signification physique.

Bien que les modèles de Levy (I)-Ahmad (II) donnent de très bons résultats à la fois en eau et en Fréon 12 on leur préférera les modèles de Levy (I)-Kroeger & Zuber (II) pour représenter les données expérimentales en eau et en Fréon 12.

### III.3. Choix des modèles de pertes de pression

*Il faut bien noter, avant de lire ce paragraphe que les modèles de pertes de pression ne seront comparés qu'entre-eux. En effet l'absence de mesures de perte de pression rend impossible la confrontation entre les valeurs obtenues par les modèles et des valeurs expérimentales.*

Les différents modèles étudiés prédisent un rapport de pertes de pression diphasiques à des pertes de pression par *frottement* monophasiques déterminées par l'expression suivante :

$$\Delta P_{\text{frot1ph}} = \frac{2f_{\text{ls}} G^2 (z - z_{\text{ONB}})}{\rho_1 D} \quad (\text{III.49})$$

où  $f_{\text{ls}}$  est le facteur de frottement correspondant à une rugosité relative de  $\varepsilon/D$  égale à  $10^{-4}$  (tubes lisses) et calculé par la corrélation de Waggner (1961) :

$$f_{\text{ls}} = 0.00138 \left( 1 + [20000(\varepsilon/D) + 10^6 / \text{Re}]^{1/3} \right) \quad (\text{III.50})$$

où  $Re$  est le nombre de Reynolds défini par :

$$\text{Re} \triangleq \frac{GD}{\mu} \quad (\text{III.51})$$

Toutes les propriétés du liquide sont prises à la température de saturation, qui est la température du liquide *en paroi* lorsque l'écoulement devient bouillant.

#### III.3.1. Présentation des modèles analysés

Les modèles analysés durant cette étude sont :

- Modèles calculant la perte de pression totale :
  - Tarasova (II.121),
  - Rhode (II.131)
  
- Modèle calculant la perte de pression par frottement :
  - Friedel (II.107 à II.115)

- Modèles calculant la perte de pression par frottement et accélération :
  - Reynolds (II.116),
  - Hahne et al. (II.124 à II.129).

Le modèle de Owens & Shrock (1962) a également été étudié mais il a montré de grosses lacunes et donné des résultats peu probants.

Le modèle de Friedel (1979), calculant la perte de pression par frottement, a été reconnu à maintes reprises comme très satisfaisant pour divers fluides. Le considérer comme "référence" semble être une stratégie assez fiable afin de comparer les modèles donnant les pertes de pression totales ou par frottement et accélération à ce modèle de Friedel augmenté de ces pertes de pression qui sont calculées de la façon suivante :

- pertes de pression par accélération :

$$\Delta P_{\text{acc}} = \frac{G^2(z - z_{\text{ONB}})}{2\rho_{\text{moy}}} \quad (\text{III.52})$$

- pertes de pression par gravité :

$$\Delta P_{\text{grav}} = \rho_{\text{moy}} G(z - z_{\text{ONB}}) \quad (\text{III.53})$$

où  $\rho_{\text{moy}}$  est la masse volumique du fluide diphasique évaluée par l'expression est la suivante :

$$\rho_{\text{moy}} = \alpha\rho_g + (1 - \alpha)\rho_l \quad (\text{III.54})$$

où  $\alpha$  est le taux de vide que nous venons de modéliser dans le paragraphe précédent.

le titre massique  $x$  étant donné par une des expressions permettant de calculer cette grandeur.

L'expression donnée par Levy a été retenue :

$$x(z) = x_{\text{eq}}(z) - x_{\text{eq}}(z_{\text{OSV}}) \exp\left(\frac{x_{\text{eq}}(z)}{x_{\text{eq}}(z_{\text{OSV}})} - 1\right) \quad (\text{III.55})$$

### III.3.2. Confrontation entre les modèles de pertes de pression appliqués à l'eau

Deux des résultats de ces comparaisons sont montrés dans les figures III.3-1 :

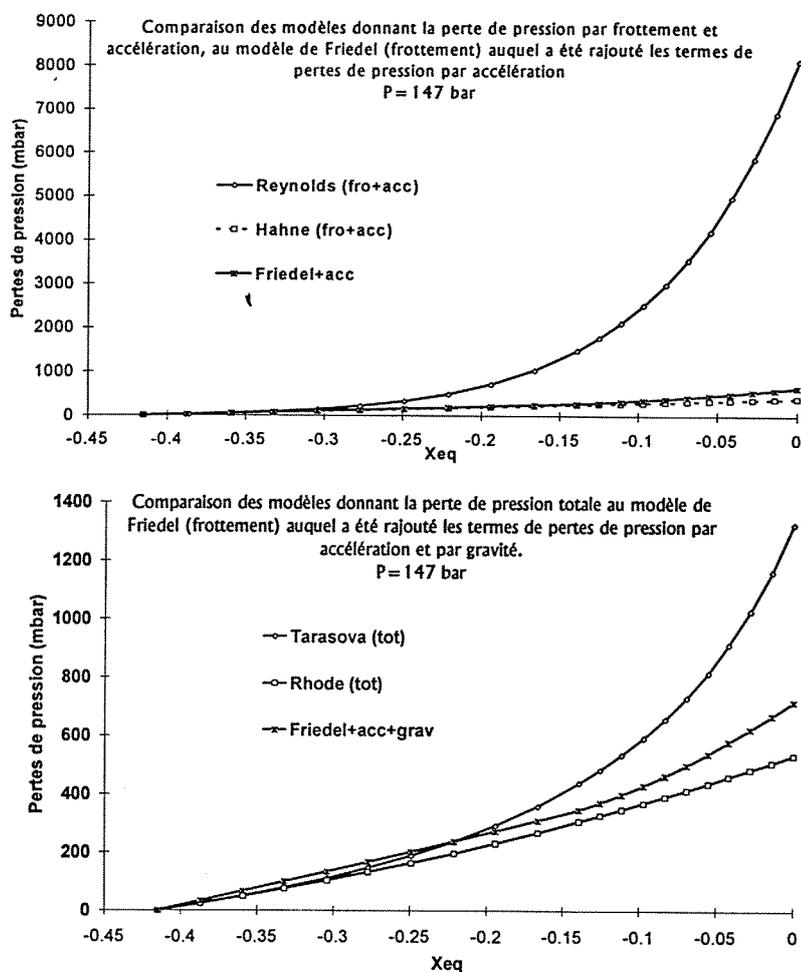


Figure III.3-1 : Comparaison des modèles de pertes de pression ( $\Delta P$  frottements + accélération).  
 ( $P=147$  bar,  $G=2014$  kg/m<sup>2</sup>s,  $\Phi=1130$  kW/m)

Les modèles de *Rhode* (perte de pression totale) et *Hahne et al.* (perte de pression par frottements + accélération) sont les plus proches des résultats fournis par le modèle de *Friedel* « augmenté ». En revanche, les modèles de *Reynolds* (frottement + accélération) et *Tarasova et al.* (totale) semblent moins cohérents.

*Au terme de ces observations nous adopterons le modèle de Friedel pour l'évaluation des pertes de pression par frottement et si besoin est, les modèles de Hahne et al. et de Rhode pour les pertes de pression par frottement et accélération et les pertes totales respectivement.*

### III.3.3. Confrontation entre les modèles de pertes de pression appliqués en R12

Les modèles cités ci-dessus vont être appliqués à deux conditions en Fréon 12 bien distinctes données dans le tableau III.3-1.

Cas	P (bar)	G (kg/m <sup>2</sup> s)	Φ (kW/m <sup>2</sup> )
1	26	2000	76
2	14	2000	76.2

Tableau III.3-1 : Conditions d'écoulements étudiées pour le R12

Les résultats de ces comparaisons sont montrés sous forme graphique par les figures ci-dessous

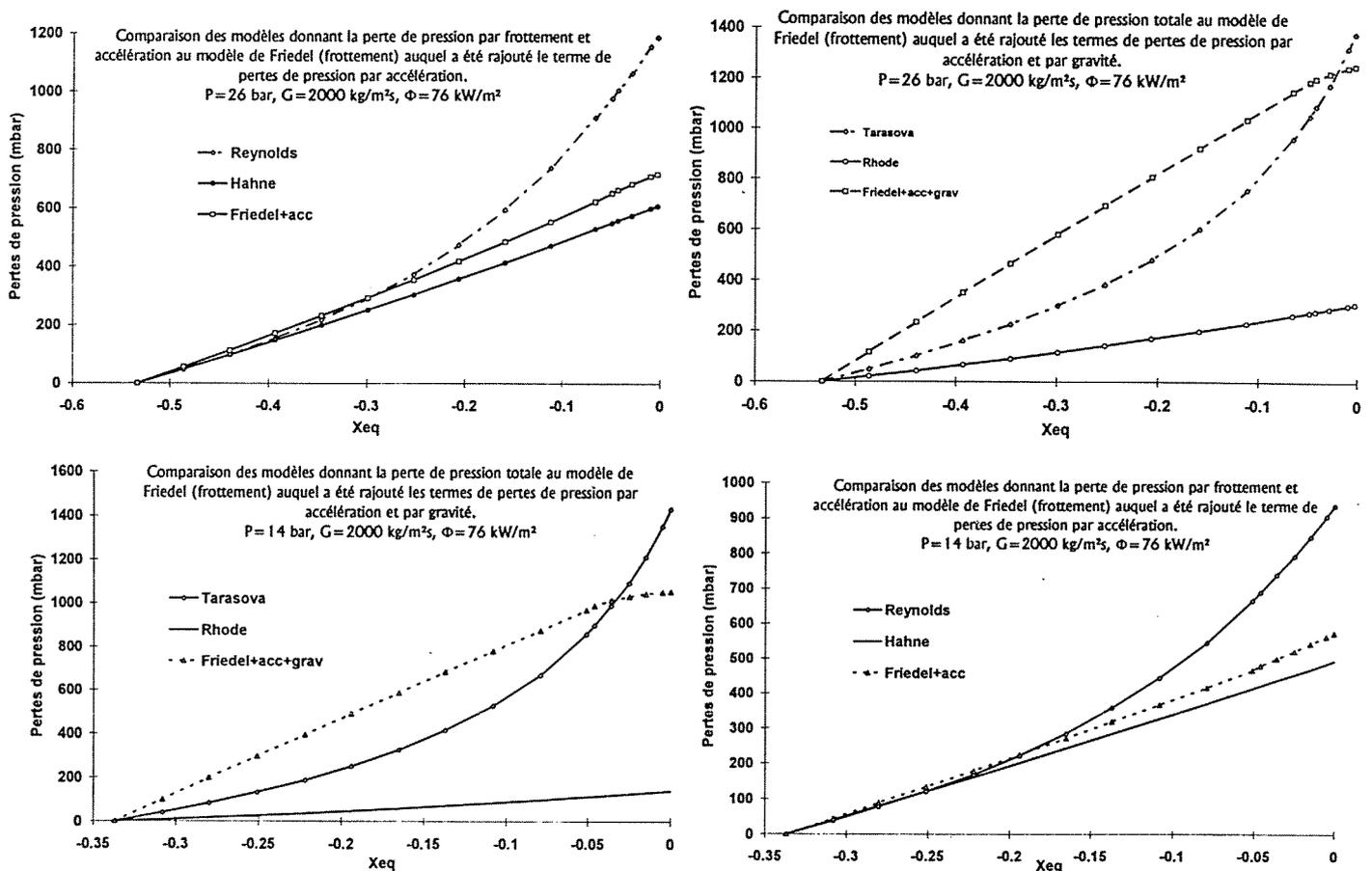


Figure III-3-2 : Comparaison des modèles de pertes de pression appliqués en Fréon 12

Le modèle de *Rhode* paraît beaucoup moins satisfaisant pour le R12 que pour l'eau. En effet, le densité de flux thermique caractérisant le détachement des bulles intervenant dans ce

modèle est issu d'une corrélation pour l'eau et ne s'applique donc pas de façon pertinente au R12. Les résultats montrent que ce modèle est beaucoup trop imprécis pour le Fréon 12. En revanche, le modèle de *Tarasova* semble quant à lui s'appliquer de façon plus correcte au R12.

Le modèle de *Hahne et al.*, qui a également été établi pour du Fréon 12, semble bien s'appliquer à ce fluide. Les résultats donnés par ce modèle sont néanmoins en général inférieurs aux valeurs fournies par le modèle de *Friedel* augmenté. De plus on constate de gros écarts entre les résultats pour les faibles débits.

## Conclusions

Il est difficile de donner un avis bien fondé sur la validité de ces modèles sans pouvoir effectuer de comparaisons expérimentales. Il est seulement *suggéré* que l'utilisation de certains de ces modèles semble être plus adaptée que d'autres.

Modèle	Pertes de pression	Eau	Fréon 12
Friedel	Frottement	++	++
Reynolds	Frott+acc	-	-
Hahne et al.	Frott+acc	+	+
Tarasova et al.	Totale	-	+
Rhode	Totale	+	-

### Légende

++ : Conseillé  
 + : Valable  
 - : Pas satisfaisant

Tableau III.3-2 : Validité des modèles 1 D de pertes de pression analysés

## III.4. Choix de modèles de transferts de chaleur

Le but de ce paragraphe est de comparer les modèles donnant la température de paroi aux résultats expérimentaux DEBORA. Les modèles ne calculant que la température de paroi au point de début d'ébullition (ONB) sont présentés et testés au paragraphe III.1.

### III.4.1. Présentation des modèles testés

Les modèles analysés calculant la température de paroi lors de l'ébullition sous-saturée sont :

*Ebullition partielle* :

- Roshenow (II.146 et II.148)

- Liu & Winterton (II.168 à II.172)

*Ebullition sous-saturée pleinement développée :*

- Jens & Lottes (II.153)

- Thom et al. (II.154)

- Liu & Winterton (II.168 à II.172)

### III.4.2. Comparaison entre les modèles calculant la température de paroi appliqués en eau

Les modèles calculant la température de paroi lors de l'ébullition sous-saturée sont testés et comparés entre eux pour de l'eau. La gamme de paramètres utilisée est la même que lors de l'étude sur le taux de vide. Aucune comparaison à des valeurs expérimentales n'a été menée.

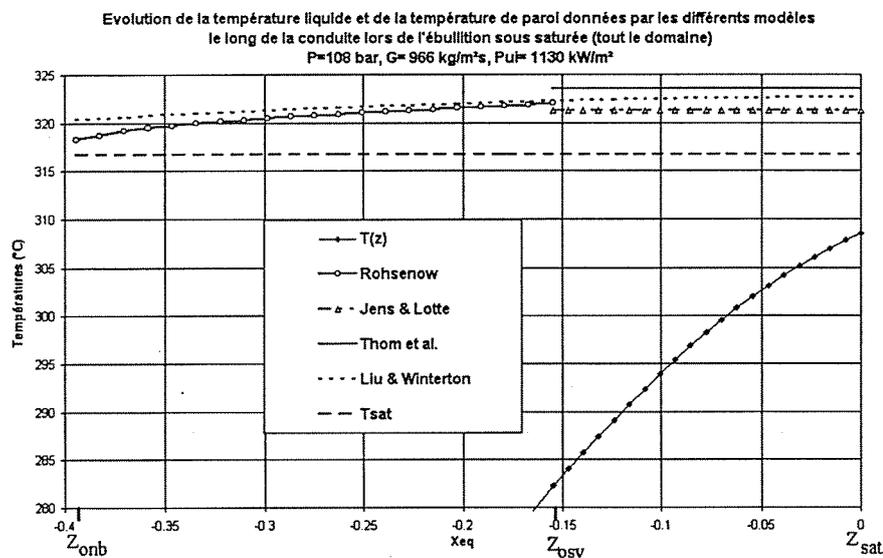


Figure III.4-1 : Comparaison des modèles calculant la température de paroi lors de l'ébullition sous-saturée d'eau

Il ressort de cette étude que les modèles fournissent des résultats très proches. Le modèle de Liu & Winterton (1991) semble donner les résultats les plus encourageants car il couvre tout le domaine de l'ébullition sous-saturée et est en accord avec les différents autres modèles de la littérature. De plus, la confrontation avec les autres modèles décrivant chacune des régions montrent que celui-ci est très cohérent au regard des différentes gammes de paramètres.

*Ce modèle sera retenu pour les confrontations avec les valeurs expérimentales DEBORA.*

### III.4.3. Comparaison du modèle de Liu & Winterton à des données expérimentales établies en R12

Les températures de paroi ont été évaluées lors des essais menés sur l'installation DEBORA. La comparaison de ces mesures est effectuée avec le modèle de Liu & Winterton qui est le seul à ne pas avoir été établi exclusivement pour de l'eau.

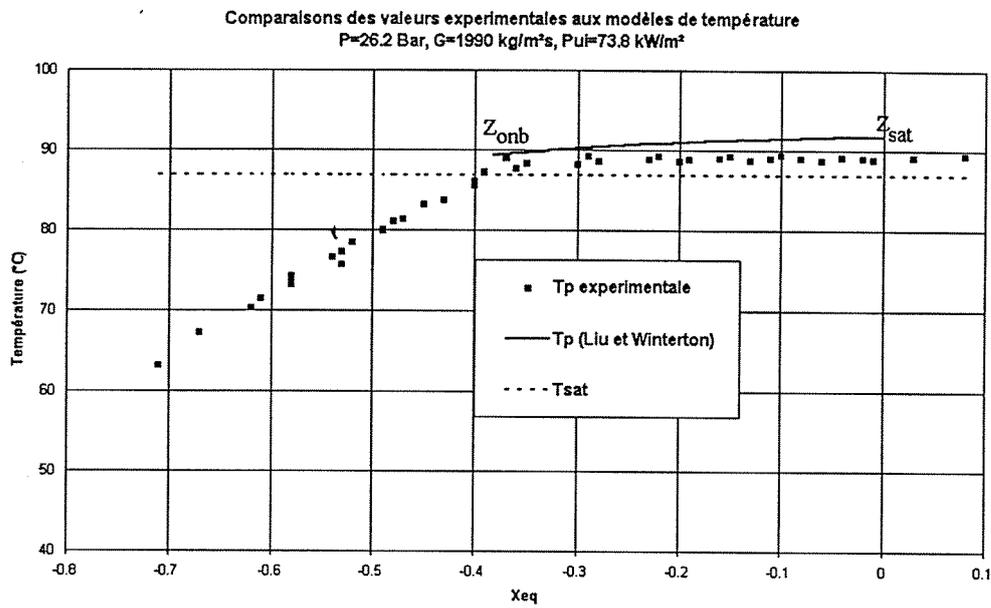


Figure III.4-2 : Comparaison du modèle de Liu & Winterton et des mesures expérimentales de DEBORA

Au vu des résultats présentés ci-dessous, le modèle de Liu & Winterton donne des résultats satisfaisants.

*Les différences avec les résultats expérimentaux ne sont pas très importantes (de l'ordre de 2 ou 3 °C) mais elles correspondent quasiment à l'écart de la température de paroi expérimentale et de la température de saturation.*

#### Conclusions

Les modèles de Frost & Dzackowic (ONB) et de Liu & Winterton qui couvre tout le domaine de l'ébullition sous-saturée sont donc retenus aussi bien pour les écoulements bouillants sous-saturés d'eau que de Fréon 12.

### III.5. Conclusions

Les objectifs de la présente étude étaient de mettre en avant un jeu de modèles monodimensionnels permettant de décrire le taux de vide, les pertes de pression, ainsi que la température de paroi lors d'écoulements bouillants ascendants sous-saturés.

Pour cela, des comparaisons de modèles décrivant ces grandeurs avec des valeurs expérimentales récentes en eau prises dans la littérature ainsi qu'avec les données moyennées de DEBORA (R12) ont été réalisées.

Les résultats ont permis de proposer un jeu de modèles aptes à décrire de façon correcte les grandeurs désirées et surtout *d'appliquer ces modèles à des écoulements de R12*.

Nous avons également proposé une modification du paramètre  $C_0$ , notamment au point  $Z_{0sv}$ . Cette modification est en accord avec le paramètre de distribution proposé par Ishii (1977). De plus, des *modifications des modèles calculant le taux de vide* ont été réalisées afin de conserver *la continuité* de l'évolution de cette grandeur dans tout le domaine de l'ébullition sous-saturée. Ces modifications se sont avérées satisfaisantes.

Le tableau III.5-1 récapitule les modèles monodimensionnels conseillés pour décrire les différentes grandeurs.

Modèles de taux de vide			
Eau	Rouhani (I) + Kroeger & Zuber modifié (II)		
R12	Levy (I) + Kroeger & Zuber modifié (II)		
Eau et R12	Levy (I) + Kroeger & Zuber modifié (II)		
Modèles de pertes de pression			
	<i>Pertes de pression par frottement</i>	<i>Pertes de pression par frottement + accélération</i>	<i>Pertes de pression totales</i>
Eau	Friedel	Hahne et al.	Rhode
R12	Friedel	Hahne et al.	Tarasova et al.
Eau et R12	Friedel	Hahne et al.	?
Modèles de transferts de chaleur			
Eau	Frost & Dzakowic / Liu & Winterton		
R12	Frost & Dzakowic / Liu & Winterton		
Eau et R12	Frost & Dzakowic / Liu & Winterton		

Tableau III-5-1 : Récapitulatif des modèles sélectionnés

Il faut noter le manque de données expérimentales de pertes de pression dans de tels écoulements qui amène à la seule *suggestion* de modèles susceptibles de donner des résultats valables.



# Chapitre IV

## Simulation numérique de l'ébullition convective sous-saturée

IV.1. PRÉSENTATION DU CODE ASTRID.....	151
IV.2. DESCRIPTION DE LA CONFIGURATION SIMULÉE.....	153
IV.3. CONDITIONS AUX LIMITES .....	155
IV.4. CHOIX DES CAS-TESTS .....	156
IV.5. RÉSULTATS DES SIMULATIONS NUMÉRIQUES .....	159
IV.5.1. ECOULEMENTS MONOPHASIQUES.....	159
IV.5.2. ECOULEMENTS BOUILLANTS .....	162
IV.5.2.1. <i>Présentation détaillée d'un résultat type</i> .....	163
IV.5.2.2. <i>Simulation d'autres cas-tests</i> .....	167
IV.6. CONCLUSIONS ET STRATÉGIE D'ÉTUDE .....	176



Les simulations numériques présentées dans ce chapitre ont été réalisées à l'aide du code multidimensionnel ASTRID développé à la Division Recherche et Développement d'EDF.

Le but de cette étude est de confronter les simulations réalisées par le code aux résultats expérimentaux analysés dans la Première Partie. Nous pourrions ainsi évaluer le degré de maturité, les atouts ainsi que les limites actuelles de ce code et proposer des pistes pour son amélioration.

Nous ne ferons dans ce Chapitre qu'une présentation très succincte du code ASTRID. Tous les détails concernant les différentes modélisations adoptées dans le code se retrouveront facilement grâce aux références bibliographiques qui seront mentionnées.

Dans un premier temps nous utiliserons le code ASTRID dans une de ses versions de référence : la version V3.4 puis avec la version V3.4.1 plus évoluée notamment au niveau du système de résolution numérique.

Au vu des résultats obtenus nous essayerons de dégager les points critiques qui nous paraissent importants à traiter. Nous nous servirons alors du code ASTRID comme d'un outil numérique afin de réaliser des simulations pour lesquelles nous pourrions modifier ou éventuellement remplacer certains des termes contenus dans les différentes modélisations.

## **IV.1. Présentation du code ASTRID**

### **Le modèle à six équations**

Le code ASTRID est un code tridimensionnel dédié à la simulation numérique d'écoulements diphasiques à phases dispersées, avec ou sans changement de phase.

Ce code permet de résoudre les six équations instationnaires de bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie du modèle local à deux fluides (Mimouni, 1999).

- **Equations de bilan de masse**

- dans chacune des phases :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_k) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\alpha_k \rho_k \bar{v}_{kj}^x) = \Gamma_k \quad (\text{IV.1})$$

- sur l'interface :

$$\sum_{k=1}^2 \Gamma_k = 0 \quad (\text{IV.2})$$

- **Equations de bilan de quantité de mouvement**

- dans chacune des phases :

$$\alpha_k \rho_k \frac{\partial}{\partial t} \bar{v}_{ki}^x + \alpha_k \rho_k \bar{v}_{kj}^x \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{v}_{ki}^x = -\alpha_k \frac{\partial \bar{P}^x}{\partial x_i} + \alpha_k \rho_k \underline{g}_i - \frac{\partial}{\partial x_j} \alpha_k \left( \overline{\rho v_i v_j^x} \right) + I'_{ki} \quad (\text{IV.3})$$

- sur l'interface :

$$\sum_{k=1}^2 I'_{ki} = 0 \quad (\text{IV.4})$$

- **Equations de bilan de l'énergie**

- dans chacune des phases :

$$\alpha_k \rho_k \frac{\partial}{\partial t} H_k + \alpha_k \rho_k \bar{v}_{kj}^x \frac{\partial}{\partial x_j} H_k = -\frac{\partial}{\partial x_j} \alpha_k \left( \overline{\rho h^x v_j^x} \right) + \Pi_k - H_k \Gamma_k \quad (\text{IV.5})$$

- sur l'interface :

$$\sum_{k=1}^2 \Pi_k = 0 \quad (\text{IV.6})$$

L'indice  $k$  dénote la phase vapeur ( $k = 2$ ) ou la phase liquide ( $k = 1$ ),  $\alpha$  le taux de présence local,  $\rho$  la masse volumique,  $P$  la pression de la phase continue,  $g$  la force de gravitation par unité de masse et  $v$  la vitesse moyenne. Le signe  $\overline{\quad}$  représente l'opérateur de moyenne temporelle phasique et  $x''$  représente la partie fluctuante de chaque variable  $x$ . Les symboles  $\Gamma$ ,  $I$  et  $\Pi$  représentent respectivement les termes de transferts interfaciaux de masse, de quantité de mouvement et d'énergie (Mimouni, 1999).

Ces six équations ne constituent pas un système fermé. De nouvelles inconnues sont en effet apparues lors des opérations de moyennes. Il faut avoir recours à des relations de fermeture notamment pour les termes de turbulence (termes contenant les moyennes des produits des fluctuations dans les équations ci-dessus) et les termes de transferts interfaciaux (Mimouni, 1999). Il est supposé qu'une phase est dominante et continue tandis que l'autre est composée d'inclusions dispersées. Ces inclusions sont supposées sphériques. Les interactions entre celles-ci ainsi que les différences entre les pressions à l'interface et les pressions moyennes dans chacune des phases sont négligées.

La turbulence de la phase continue est supposée être à grande échelle devant la taille des inclusions, sans que les auteurs ne précisent quantitativement cette relation d'ordre. Sa modélisation s'inspire de celle établie pour les écoulements monophasiques. Les grandeurs turbulentes caractéristiques de la phase dispersée sont calculées directement à partir des grandeurs turbulentes de la phase continue. Le modèle d'entraînement local des inclusions par la turbulence de la phase continue a été développé sur la base d'une extension du modèle de Tchen (Simonin, 1990). Il est décrit de manière détaillée en Annexe I. Les termes de transferts interfaciaux de quantité de mouvement et d'énergie sont également décrits de manière détaillée en Annexe II.

## IV.2. Description de la configuration simulée

Le domaine de calcul est un tube vertical cylindrique de 19,2 mm de diamètre et d'une hauteur de 3,485 m. Compte tenu de la symétrie du problème (invariance par rotation autour de l'axe du tube), seul un secteur angulaire  $\theta$  est pris en compte dans le calcul ( $\theta = 22.5^\circ$ ).

La solution axisymétrique est imposée par les conditions suivantes appliquées aux plans  $\theta = 11.25^\circ$  et  $\theta = -11.25^\circ$  :

- dérivée normale nulle pour la pression, la composante tangentielle des vitesses et le taux de présence de la phase dispersée,
- composantes normales des vitesses des deux phases nulles.

où les qualificatifs "normal" et "tangential" sont relatifs aux directions définies par rapport aux plans  $+11.25^\circ$  et  $-11.25^\circ$ . Des conditions analogues sont imposées sur le cylindre  $r = R_{\min}$ .

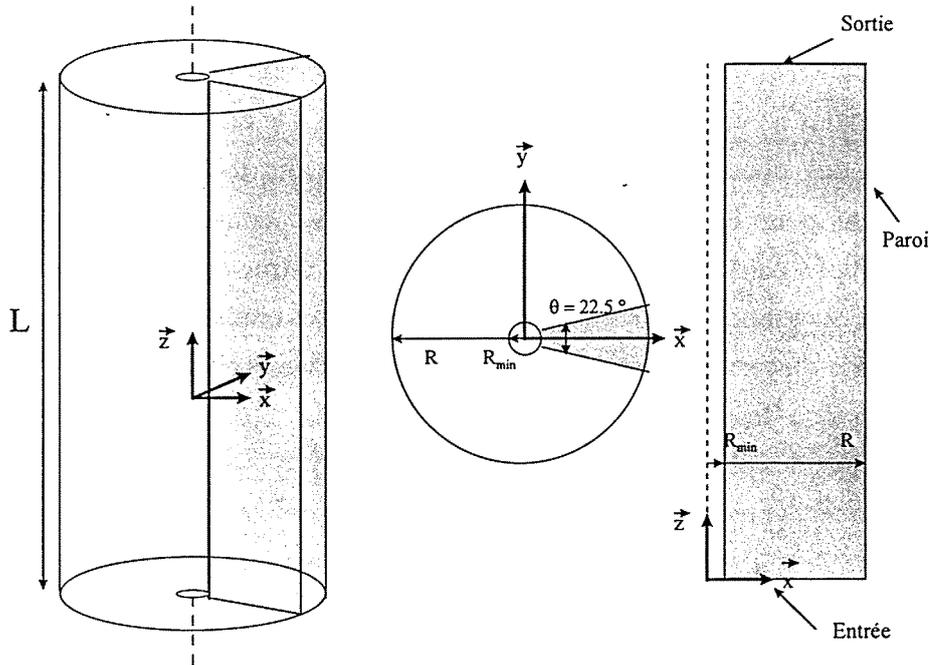


Figure IV.2-1 : Présentation de la structure du domaine de calcul utilisé

Le plan  $Z = 0$  est la frontière d'entrée, le plan  $Z = L$  celle de sortie et le cylindre  $r = R$  ( $= 19.6$  mm) est la frontière solide.

*Le rayon minimal de la conduite n'est pas choisi égale à zéro pour des raisons très simples. En effet, lorsque les équations sont écrites en coordonnées cylindriques, il apparaît des termes de la forme  $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}$  qui tendent vers l'infini si le rayon  $r$  tend vers une valeur nulle.*

### Maillage

Le maillage utilisé est un maillage cylindrique de  $11 \times 3 \times 221$  (soit 7293) noeuds. Le rayon minimal sur l'axe est 0,96 mm. Le pas d'espace est régulier en  $r$  (0,87 mm) et en  $z$  (17,5 mm). L'allongement des mailles est donc de l'ordre de 20.

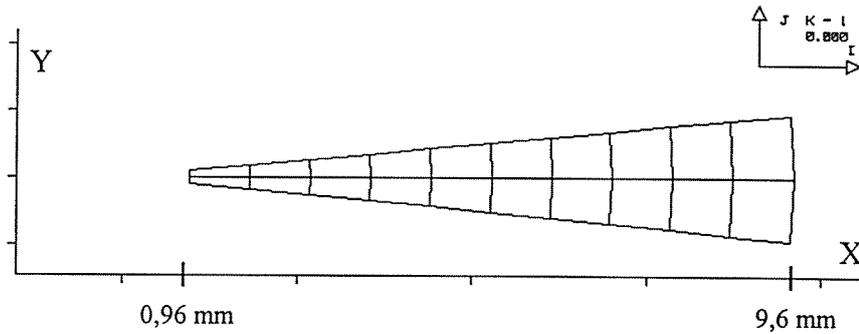


Figure IV.2-2 : Schéma représentatif du maillage adoptée

### IV.3. Conditions aux limites

Les simulations ont été réalisées avec les conditions aux limites suivantes :

*Entrée* (à  $t = 0$ ),

- profils plats de vitesses axiales pour le liquide et la vapeur,
- profils plats pour l'énergie cinétique turbulente et pour la dissipation,
- profil plat de température du liquide,
- profil plat de température de la vapeur,
- profil plat de taux de vide :  $\alpha_{\text{entrée}} = 0,001$

*Sortie* :

Cette condition est donnée par la relation suivante :

$$\frac{\partial^2 P}{\partial \tau \partial n} = 0 \quad (\text{IV.7})$$

où  $n$  et  $\tau$  sont relatifs à la direction normale au plan de sortie et à une direction tangentielle. Cette condition, souvent appelée "sortie libre", permet de ne pas tenir compte dans le calcul des conditions en aval de la section d'essais.

*Parois solides* :

Les conditions associées sont appliquées sur les mailles adjacentes à la paroi de la conduite. Elles concernent, dans le cas d'écoulements diphasiques bouillants turbulents, les vitesses des deux phases, l'énergie cinétique turbulente, le taux de dissipation turbulente du liquide et la densité de flux thermique. Pour des raisons numériques, ce flux est imposé progressivement avec une augmentation linéaire en temps sur 300 pas de temps.

## Conditions initiales

Les valeurs initiales des vitesses des deux phases, de l'énergie cinétique turbulente et de la dissipation dans tout le domaine sont obtenues par translation des profils d'entrée.

## IV.4. Choix des cas-tests

Nous nous devons de choisir des cas-tests destinés à qualifier la modélisation de l'ébullition nucléée provoquée par un flux de chaleur en paroi dans une géométrie cylindrique, pour différents niveaux de sous-saturation voire de saturation. Il est bien évidemment impossible, compte tenu du temps de calcul et du nombre important de conditions thermohydrauliques expérimentales, de simuler chacun des cas présents dans la banque de données DEBORA. C'est pourquoi nous avons restreint le domaine d'étude à 6 cas-tests permettant d'évaluer les capacités du code à prédire différents régimes thermohydrauliques. Chacun de ces cas-tests comporte une série de plusieurs points d'essais. Cette étude porte sur un écoulement diphasique stationnaire bouillant ascendant de R12 dans un tube cylindrique vertical de diamètre 19,2 mm et de longueur 4 m. Un flux de chaleur uniforme est imposé en paroi sur une longueur de 3,5 m.

Une série préliminaire de simulations a été réalisée par EDF (Mimouni *et al.*, 1999). Ces simulations portent sur les 4 conditions thermohydrauliques expérimentales regroupées dans le Tableau IV.4-1.

Cas-test 1 :	Pression (MPa)	Débit massique (kg/m <sup>2</sup> /s)	Densité de flux thermique (kW/m <sup>2</sup> )	Température d'entrée (°C)	Titre de sortie $x_{eq}$
Deb1	2.61	1996	74.36	19.84	-0.531
Deb2	2.62	1993	73.93	55.7	-0.110
Deb3	2.62	2000	73.89	61.5	-0.036
Deb4	2.62	2000	73.89	66.6	0.031

Tableau IV.4-1 : Conditions thermohydrauliques du cas-test 1

Plusieurs points d'essais correspondant à différentes températures d'entrée du liquide sont disponibles. Les cas Deb1 et Deb2 sont des écoulements monophasiques, les cas Deb3 et Deb4

sont des cas bouillants. Les conditions aux limites ainsi que le pas de temps pour les 4 premiers calculs réalisés sont donnés dans le Tableau IV.4-2.

Cas	$\phi$ (kW/m <sup>2</sup> )	T <sub>1,ent</sub> (°C)	T <sub>2,ent</sub> (°C)	V <sub>e</sub> (m/s)	P <sub>s</sub> (MPa)	k <sub>e</sub> (m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> )	e <sub>e</sub> (m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> )	pas de temps (s)
Deb1	74.36	19.84	86.8	1.524627	2.61	0.0087	0.089	0.008
Deb2	73.93	55.7	86.9	1.704761	2.62	0.011	0.124	0.007
Deb3	73.89	61.5	86.9	1.751225	2.62	0.0115	0.134	0.007
Deb4	73.89	66.6	86.9	1.790947	2.62	0.012	0.144	0.0068

Tableau IV.4-2 : Conditions aux limites pour les quatre premiers cas testés

Les résultats de ce premier cas-test sont largement discutés dans une note technique (Mimouni *et al.*, 1999) et nous nous contenterons d'en donner un résumé au paragraphe IV.5.2.1 et de poursuivre l'étude avec de nouveaux cas-tests. Ces nouveaux cas-tests ont été choisis de façon à diversifier les conditions thermohydrauliques à tester. Nous avons décidé dans un premier temps de poursuivre la première série de simulation (cas-test 1) en augmentant la température d'entrée et par conséquent l'intensité de l'ébullition en sortie (à la cote  $z = 3.485$  m). Nous souhaitons ainsi vérifier la capacité du code à prédire des écoulements saturés en sortie bien que celui-ci soit dédié à la simulation d'écoulements *sous-saturés*. Nous avons retenu les deux cas suivants du Tableau IV.4-3.

<b>Cas-test 2 :</b>	Pression (MPa)	Débit massique (kg/m <sup>2</sup> /s)	Puissance (kW/m <sup>2</sup> )	Température d'entrée (°C)	Titre de sortie $x_{eq}$
Deb5	2.615	1996	73.89	68.52	0.058
Deb6	2.615	1984.9	73.89	70.53	0.085

Tableau IV.4-3 : Conditions thermohydrauliques du cas-test 2

Nous nous intéressons dans le cas-test 3 à la seule modification de la pression (1.459 MPa au lieu de 2.615 MPa) par rapport au cas-test 1. Les autres conditions thermohydrauliques, densités de flux thermique et vitesses massiques, étant sensiblement les mêmes.

<b>Cas-test 3 :</b>	Pression (MPa)	Débit massique (kg/m <sup>2</sup> /s)	Puissance (kW/m <sup>2</sup> )	Température d'entrée (°C)	Titre de sortie $x_{eq}$
Deb7	1.459	2027.7	76.24	28.52	-0.030
Deb8	1.459	2030	76.24	31.16	-0.007
Deb9	1.458	2029.6	76.24	32.91	0.0086
Deb10	1.459	2027.8	76.24	34.91	0.027

**Tableau IV.4-4 : Conditions thermohydrauliques du cas-test 3**

Ce cas-test doit permettre de prouver que les simulations peuvent être étendues vers les basses pressions. Nous nous intéressons dans la cas-test 4 (Tableau IV.4-5) aux modifications du débit massique ainsi que de la densité de flux thermique. Nous voulons ainsi apprécier les capacités du code à réagir aux modifications de paramètres ayant moins d'influence sur les propriétés physiques (chaleur de vaporisation, masses volumiques...) mais plus d'influence sur le comportement hydraulique et thermique de l'écoulement.

<b>Cas-test 4 :</b>	Pression (MPa)	Débit massique (kg/m <sup>2</sup> /s)	Puissance (kW/m <sup>2</sup> )	Température d'entrée (°C)	Titre de sortie $x_{eq}$
Deb11	2.61	2993	107.5	63.2	-0.018
Deb12	2.62	3000	107.5	64.53	-0.004
Deb13	2.62	3000	107.5	69.2	0.064

**Tableau IV.4-5: Conditions thermohydrauliques du cas-test 4**

Enfin, nous nous intéressons dans le dernier cas-tests (Tableau IV.4-6) à des modifications de tous les paramètres thermohydrauliques d'entrée.

<b>Cas-test 5 :</b>	Pression (MPa)	Débit massique (kg/m <sup>2</sup> /s)	Puissance (kW/m <sup>2</sup> )	Température d'entrée (°C)	Titre de sortie $x_{eq}$
Deb15	3.006	1008	58.26	57	-0.040
Deb16	1.456	5074.8	135	38.59	-0.010

**Tableau IV.4-6 : Conditions thermohydrauliques du cas-test 5**

## IV.5. Résultats des simulations numériques

### IV.5.1. Ecoulements monophasiques

Une des premières étapes logiques de la validation passe par des simulations d'écoulements monophasiques afin de vérifier si les températures de paroi expérimentales sont bien retrouvées. Le code ASTRID possède un ensemble de corrélations permettant de calculer le coefficient d'échange monophasique. Dans la version standard (V3.4) le type d'écoulement (laminaire ou turbulent) est tout d'abord identifié et le coefficient d'échange est choisi en fonction du nombre de Prandtl. Pour un nombre de Prandtl très inférieur à l'unité ce coefficient est calculé par un modèle de similitude entre une couche limite thermique et une couche limite dynamique (loi logarithmique). Pour un nombre de Prandtl voisin de l'unité le coefficient d'échange est évalué par un modèle classique à deux couches (Prandtl-Taylor). Pour un nombre de Prandtl supérieur à l'unité le coefficient d'échange est évalué par un modèle à trois couches (Arpaci-Larsen). A titre indicatif, dans les conditions nominales de fonctionnement d'un REP, le nombre de Prandtl pour l'eau est de 1.5. Dans les conditions équivalentes, le nombre de Prandtl pour du Fréon 12 est de 3.5. Ces résultats nous montrent que le modèle de similitude entre une couche limite thermique et une couche limite dynamique (loi logarithmique où  $Pr \ll 1$ ) ne doit pas être applicable dans les cas étudiés. Le coefficient d'échange est donné par la relation suivante (Kestin & Richardson, 1963) :

$$h_{\log} = \rho_l c_p \frac{u^*}{T^+} \quad \text{Je ne connais pas ces modèles à deux et trois couches, Voir Kestin & Richardson IJHMT, 6, 147-189} \quad (IV.8)$$

où les grandeurs  $u^*$  et  $T^+$  sont respectivement la vitesse de frottement à la paroi définie par la relation suivante :

$$u^* \triangleq \sqrt{\tau_w / \rho_l} \quad (IV.9)$$

où  $\tau_w$  est la contrainte de cisaillement en paroi et  $T^+$  la température de paroi adimensionnelle. Pour les modèles de loi logarithmique et de Prandtl-Taylor, la température adimensionnelle  $T^+$  est donnée par la relation suivante :

$$T^+ \triangleq \frac{2Pr}{\kappa} + \frac{Pr}{\kappa} \log\left(\frac{y^+}{y_0}\right) \quad (IV.10)$$

où, pour le modèle logarithmique, le paramètre  $y_0$  est donné par la relation suivante :

$$y_0 \triangleq \frac{a_{m0} Sc}{\nu \kappa} \quad (IV.11)$$

où  $a_{m0}$  est la diffusivité moléculaire,  $\nu$  la viscosité moléculaire,  $Sc$  et le nombre de Schmidt et  $\kappa$  la constante de von Kármán ( $\kappa = 0.41$ ). Pour le modèle de Prandtl-Taylor, le paramètre  $y_0$  est donné par la relation suivante :

$$y_0 \triangleq \frac{2}{\kappa} \quad (IV.12)$$

Pour le modèle à trois couche, la température adimensionnel  $T^+$  est définie de la manière suivante :

$$T^+ \triangleq \beta + \frac{Sc}{\kappa} \log\left(\frac{y^+}{\sqrt{1000(\kappa/Sc)}}\right) \quad (IV.13)$$

où  $\beta$  est donnée par la relation suivante :

$$\beta \triangleq A - \frac{1}{2(\kappa/Sch)} \quad A \triangleq 15 Pr_1^{2/3} \quad (IV.14)$$

Les grandeurs adimensionnelles  $u^*$  et  $T^+$  sont déterminées en fonction du nombre de Prandtl, ainsi que de la distance adimensionnelle  $y^+$  définie par la relation suivante :

$$y^+ \triangleq y u^* / \nu_l \quad (IV.15)$$

où  $\nu_l$  est la viscosité moléculaire du liquide.

Les toutes dernières simulations réalisées avec la version la plus récente du code (V3.4.1) ont clairement montré qu'il y avait des lacunes au niveau de la modélisation de

coefficient d'échange. En effet, les simulations réalisées en écoulement monophasique ont donné des résultats troublants au niveau de la température de paroi. Des écarts d'environ 6 à 7 °C (voir figure IV.5-1) entre les valeurs calculées et expérimentales sont observées lors des toutes dernières simulations avec la version V3.4.1 alors que des écarts de 4 à 5 °C avaient pu être observés avec les versions précédentes (V3.2.1 et V3.4). Nous avons alors été contraint de tester chacun des modèles présents dans le code afin de déterminer lequel était le plus pertinent.

Nous avons pu ainsi montré que le coefficient d'échange donné par le modèle à trois couches était le coefficient le plus adapté à nos cas (figure IV.5-1). Les écarts entre les températures de paroi calculées et les températures expérimentales n'étant alors plus que de l'ordre de 1 à 3 °C.

$He=219,29 \text{ kJ/kg}$   
 $S=0,2102 \text{ m}^2$   
 $P=15,63 \text{ kW}$   
 $M=0,5779 \text{ kg/s}$   
 $Hs=He+P/M=246,34$   
 $HL_{sat}=292,40$   
 $HLV=86,20$   
 $x_{eqs}=-.534$   
 $T_s=49,00,$   
 $TP=73,3TF=61,2$   
 $\mu=131,33\mu_{Pas}$   
 $k=0,055936W/m/K$   
 $CP=1099,7 \text{ J/kg/K}$   
 $Pr=2,582Re=2,918E5$   
 $Nu=743,2=hD/k$   
 $h=kNu/D=2165W/m^2/K$   
 $\Delta T=q/h=34,3K$   
 $T_p=83,34$

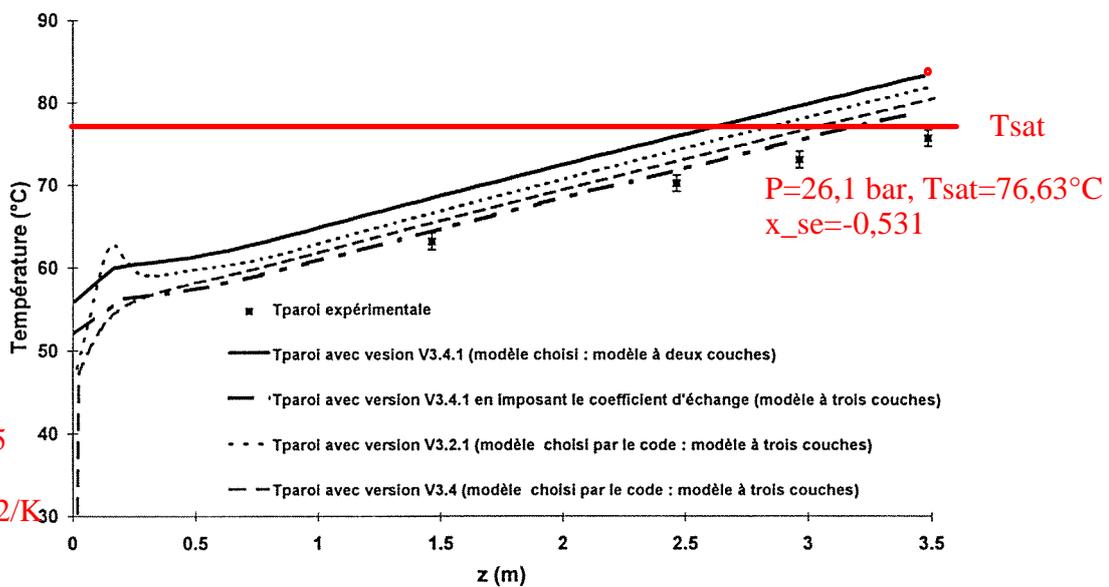


Figure IV.5-1: Températures de paroi calculées suivant les différents coefficients d'échange  
Cas Deb1 ( $T_{en} = 19.8 \text{ °C}$ )

Une question importante peut alors être soulevée. Ce coefficient d'échange est-il celui qui doit être utilisé dans la composante monophasique du modèle d'ébullition (*cf* relation A.19 de l'Annexe 2)? La figure IV.5-2 donne l'évolution de la température de paroi pour un écoulement bouillant (cas Deb4) en utilisant les différents coefficients d'échange proposés par le code ASTRID.

Les différences sont marquées au début de l'ébullition, là où la composante monophasique a encore une influence, mais en revanche le choix du coefficient d'échange n'a plus d'importance lorsque l'ébullition est développée ce qui est normal puisque la composante monophasique a tendance à devenir négligeable. Il est donc difficile de conclure sur le choix du coefficient d'échange monophasique en ébullition partielle.

Nous reviendrons ultérieurement (chapitre V) sur la différence notable entre les résultats numériques et expérimentaux sur la température de paroi en ébullition pleinement développée. Comme le flux monophasique doit être relativement faible, nous pouvons tout de même préconiser l'utilisation de la même corrélation donnant le coefficient d'échange monophasique liquide que l'écoulement soit monophasique ou diphasique. Cependant, ce sont sans doute les deux autres flux (ébullition et quenching) qui doivent être mal modélisés. Nous essayerons de proposer dans le chapitre suivant des pistes d'amélioration.

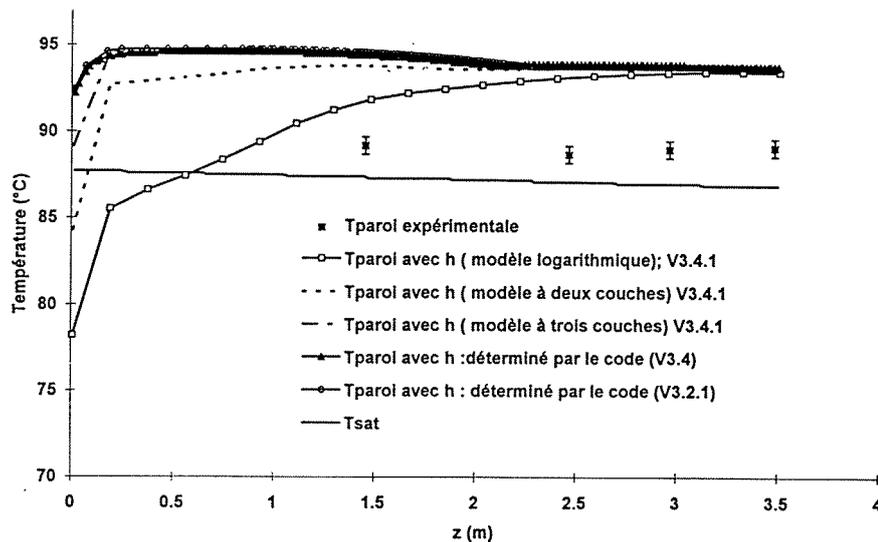


Figure IV.5-2 : Température de paroi calculée avec les différents coefficients d'échange (cas Deb4)

## IV.5.2. Ecoulements bouillants

L'intérêt principal de ces simulations est de les comparer avec les résultats expérimentaux obtenus sur la boucle DEBORA. Cela implique que seuls les résultats correspondant en fait à la section  $z = 3.485$  m nous importent réellement. Cependant, les représentations visuelles 3D du domaine simulé (Fig.IV.5-3) que nous proposerons ci-après sont intéressantes pour se rendre compte de l'évolution des variables les plus significatives (taux de vide, température liquide) entre l'entrée et la sortie du domaine simulé. Elles permettent également de repérer très vite si certaines des simulations semblent douteuses.

### IV.5.2.1. Présentation détaillée d'un résultat type

Nous présentons de façon assez complète les résultats d'une des simulations réalisées à EDF (Mimouni *et al.*, 1999). Il s'agit du cas Deb4. Ce cas correspond à un écoulement bouillant légèrement saturé en sortie ( $x_{eq} = 0.0324$ ). Les simulations ont été réalisées avec les versions V3.2.1 et V3.4 du code ASTRID et ont été comparées entre elles et avec les résultats expérimentaux. En revanche, seuls les résultats numériques de la version V3.4 sont présentés ici car c'est avec cette version que nous poursuivrons nos investigations. Nous avons reporté sur les figures IV.5-3 et IV.5-4 les évolutions du taux de vide, de la température liquide et de la vitesse de la phase vapeur dans tout le domaine simulé.

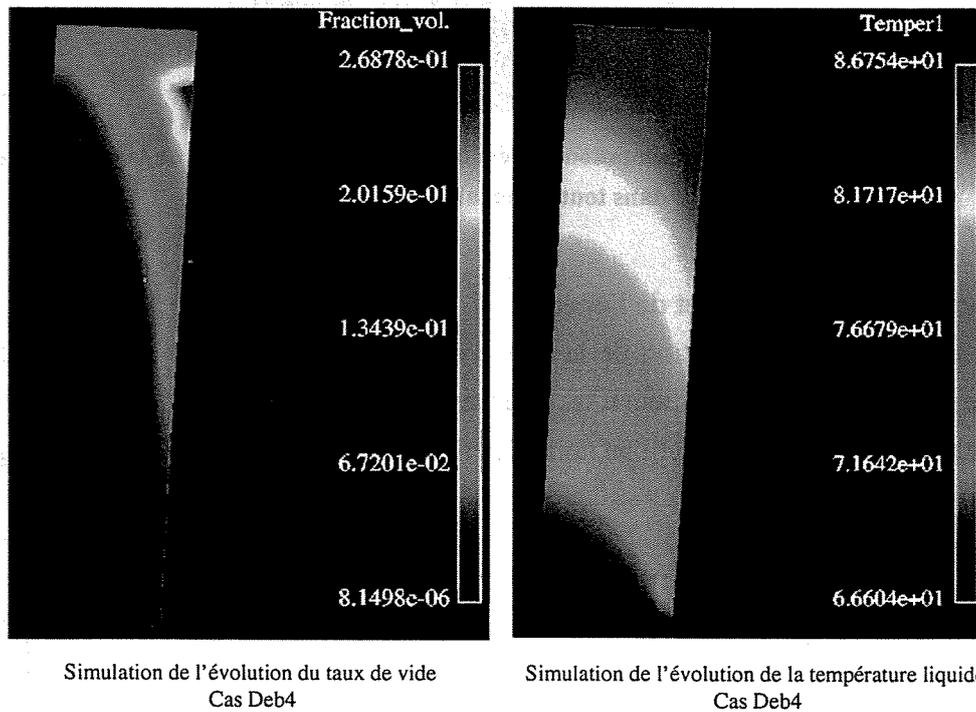


Figure IV.5-3 : Représentation de l'évolution de la température liquide et du taux de vide dans tout le domaine simulé (Cas Deb4).

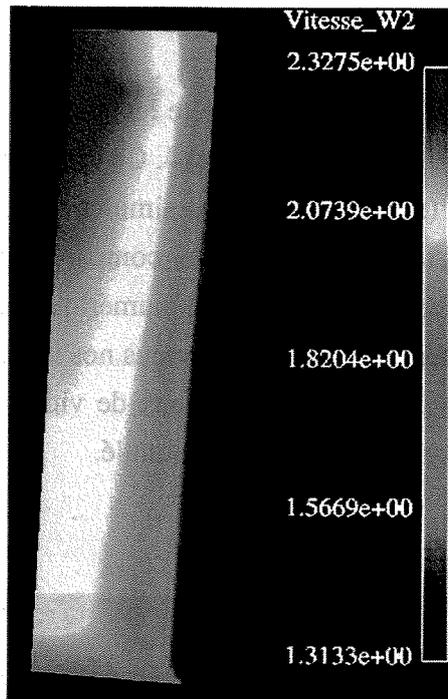


Figure IV.5-4 : Représentation de l'évolution de la vitesse axiale de la phase gazeuse dans tout le domaine simulé (Cas Deb4).

### Conservation de la masse et de l'énergie

L'estimation de la conservation de la masse et de l'énergie pour ce cas de calcul est indiquée dans le tableau IV.5-1. Par ailleurs, les courbes traduisant l'évolution axiale des débits de masse et d'enthalpie à travers des sections normales de la conduite sont tracées sur les figures IV.5-5 et IV.5-6.

	Bilan de masse $(M_{K=201} - M_{K=1}) / M_{K=1}$	Bilan d'enthalpie $(H_{K=201} - H_{K=1} - H_{fournie}) / H_{fournie}$
Deb4	+0,0011 %	- 4,55 %

Tableau IV.5-1 : Bilans de masse et d'énergie

*Notons tout de même que le bilan d'enthalpie montre qu'il existe encore quelques lacunes. En effet, les valeurs de l'enthalpie de sortie calculées exprimées en titre thermodynamique montrent que ce dernier est différent du titre thermodynamique expérimental (écart relatif de l'ordre de 2-3 %).*

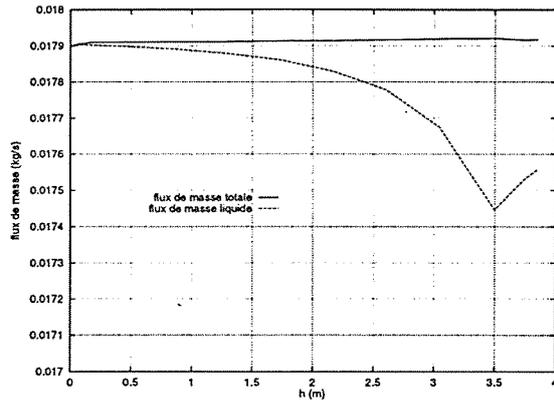


Figure IV.5-5 : Evolution axiale du débit-masse

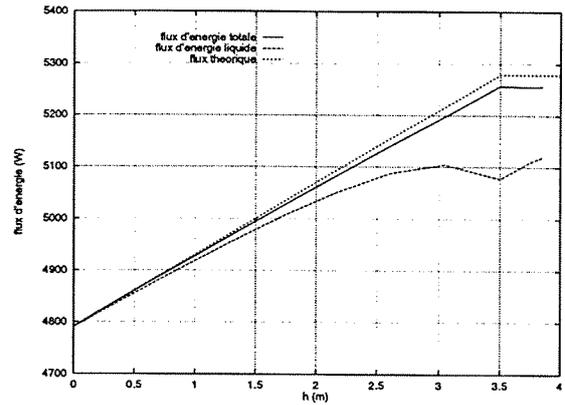


Figure IV.5-6 : Evolution axiale du débit d'enthalpie

## Résultats

*Convergence* : Les figures IV.5-7 à IV.5-9 représentent respectivement pour chacun des calculs les variations temporelles de vitesse liquide, de température liquide et de taux de vide en un point situé en fin de longueur chauffante ( $K=200$ ) et proche de la paroi ( $I=10$ ). Nous constatons que les calculs convergent correctement.

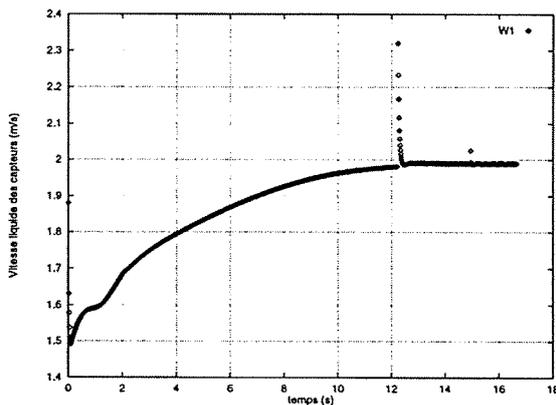


Figure IV.5-7 : Evolution temporelle de la vitesse axiale du liquide

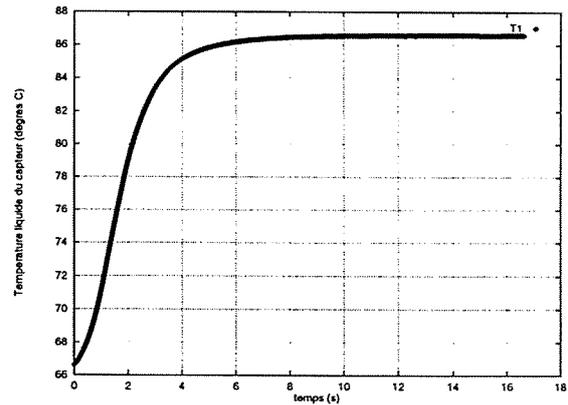


Figure IV.5-8 : Evolution temporelle de la température liquide

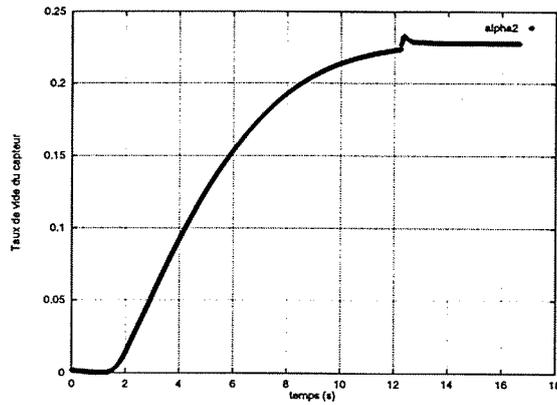


Figure IV.5-9 : Evolution temporelle du taux de vide

### Comparaisons aux résultats expérimentaux

Les figures IV.5-10 à IV.5-14 présentent les profils radiaux de la vitesse axiale du liquide  $v_l$ , du taux de vide  $\alpha$ , de la température du liquide  $T_l$  et de la température de paroi  $T_p$  en fin de zone chauffante comparés aux résultats expérimentaux. Les calculs réalisés avec le code conduisent à des résultats proches des mesures expérimentales pour la température liquide mais aussi pour le taux de vide. En revanche, les comparaisons de la température de paroi aux résultats expérimentaux confirment bien la discussion relatée au paragraphe VI.5.1 sur les lacunes du modèle d'ébullition et sur les écarts entre les simulations et les expériences.

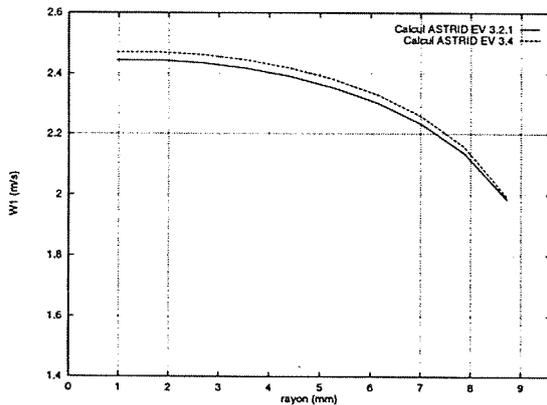


Figure IV.5-10 : Profil radial de la vitesse axiale du liquide

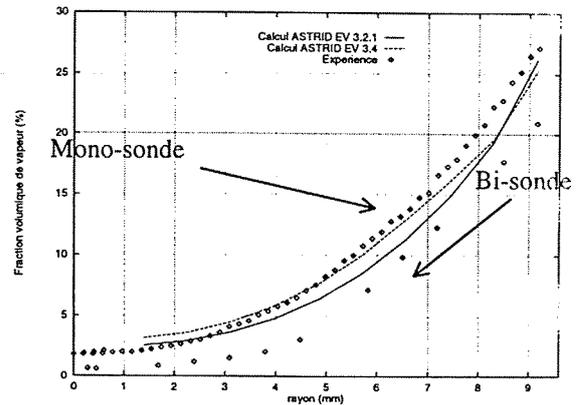


Figure IV.5-11 : Profil radial du taux de vide

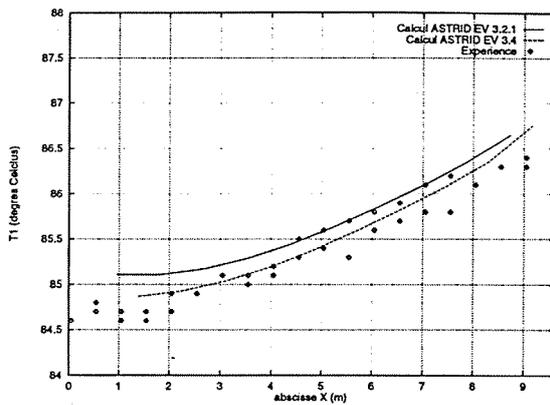


Figure IV.5-12 : Profil radial de la température du liquide

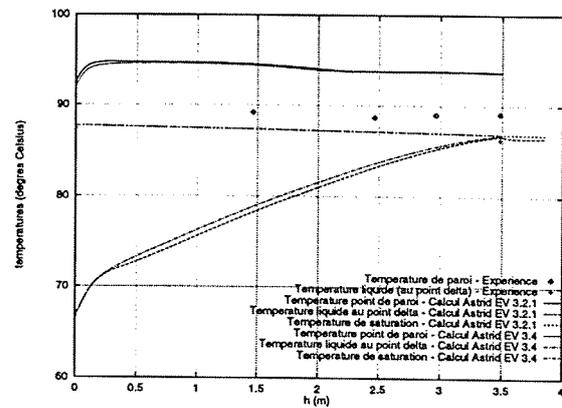


Figure IV.5-13 : Evolutions axiales de  $T_p$  et Température liquide  $T_\delta$  au point  $\delta$  centre de la première maille adjacente à la paroi

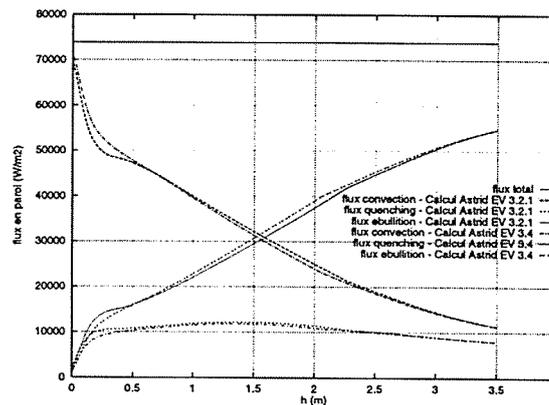


Figure IV.5-14 : Evolution axiale des différentes composantes du flux en paroi

En ce qui concerne les différentes composantes du flux de chaleur en paroi, nous pouvons constater que le flux par "quenching" représente en fin de longueur chauffante environ 12 % du flux total et que le flux d'ébullition représente 75 % du flux total.

Nous venons de présenter le dépouillement quasi-complet d'une simulation numérique. Les comparaisons des calculs avec les résultats expérimentaux (taux de vide, température liquide...) sont bonnes et la simulation prometteuse. Passons maintenant à la validation des autres cas-tests présentés au paragraphe IV.4.

#### IV.5.2.2. Simulation d'autres cas-tests

Dans un premier temps nous avons tenté de simuler les essais Deb5 et Deb6 décrits dans le cas-test 2 mais aucune des deux simulations n'est parvenu à converger avec la version V3.4. Nous n'avons pourtant augmenté que de 2 degrés la température du liquide en entrée.

Aucune réponse pertinente n'a pu être donnée à ce comportement. S'agissait-il de lacunes dans la modélisation physique, ou de problèmes de stabilité numérique? En fait, le code ne semblait pas en mesure de simuler des écoulements bouillants saturés. En effet les titres thermodynamiques correspondants à ces deux cas sont respectivement  $x_{eq} = 0.058$  et  $x_{eq} = 0.085$ .

Depuis ces premières tentatives de simulations, certaines méthodes numériques ont été améliorées et ces deux essais ont pu être simulés de nouveau avec la nouvelle version V3.4.1 du code. Cette fois-ci les calculs ont bien convergé mais les résultats des simulations comparées aux résultats expérimentaux laissent entrevoir qu'il existe des écarts absolus de 1 à 2 % sur les températures liquide et qu'ils peuvent atteindre 25 à 50 % sur le taux de vide (figures IV.5-15 et IV.5-16).

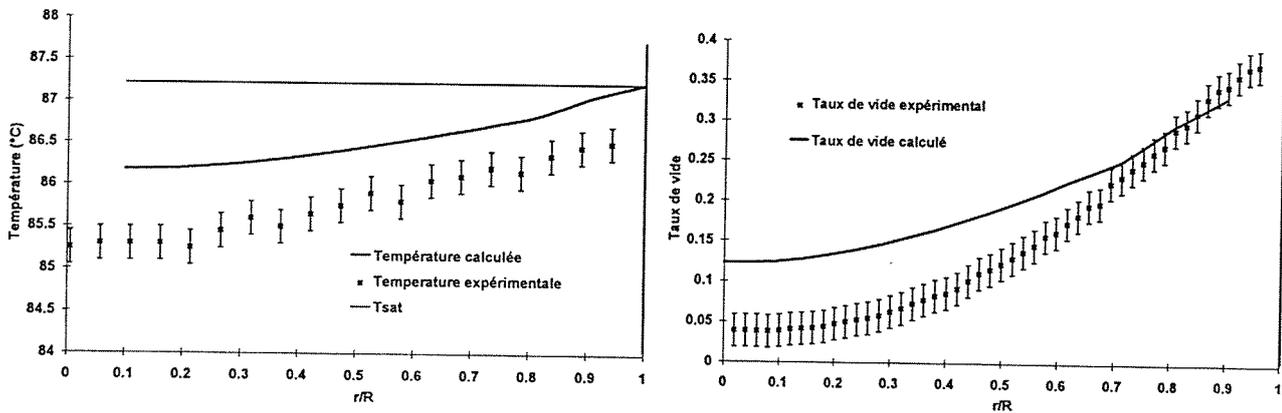


Figure IV.5-15 : Comparaison des profils de taux de vide et de la température liquide calculés ( $K = 200$ ) et expérimentaux. Cas Deb5

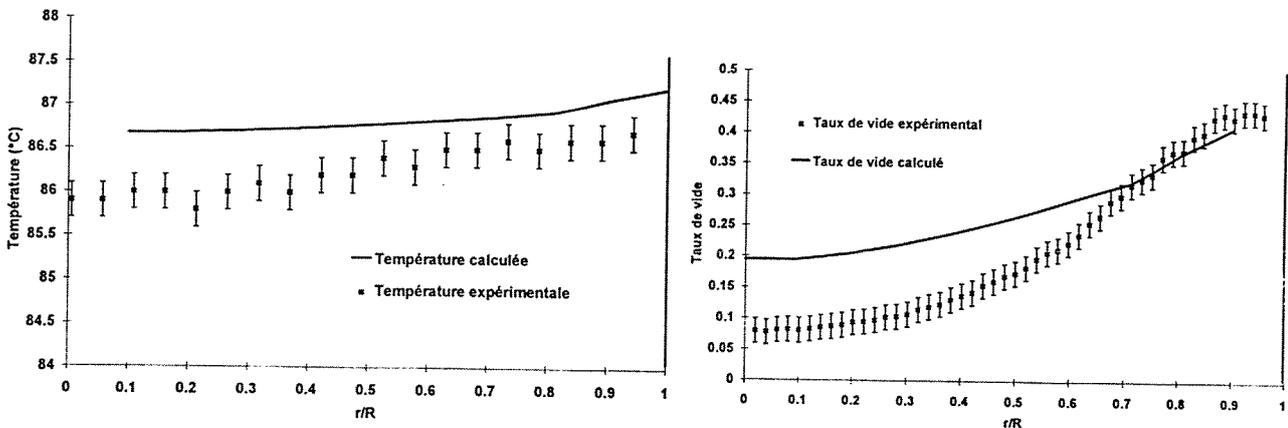
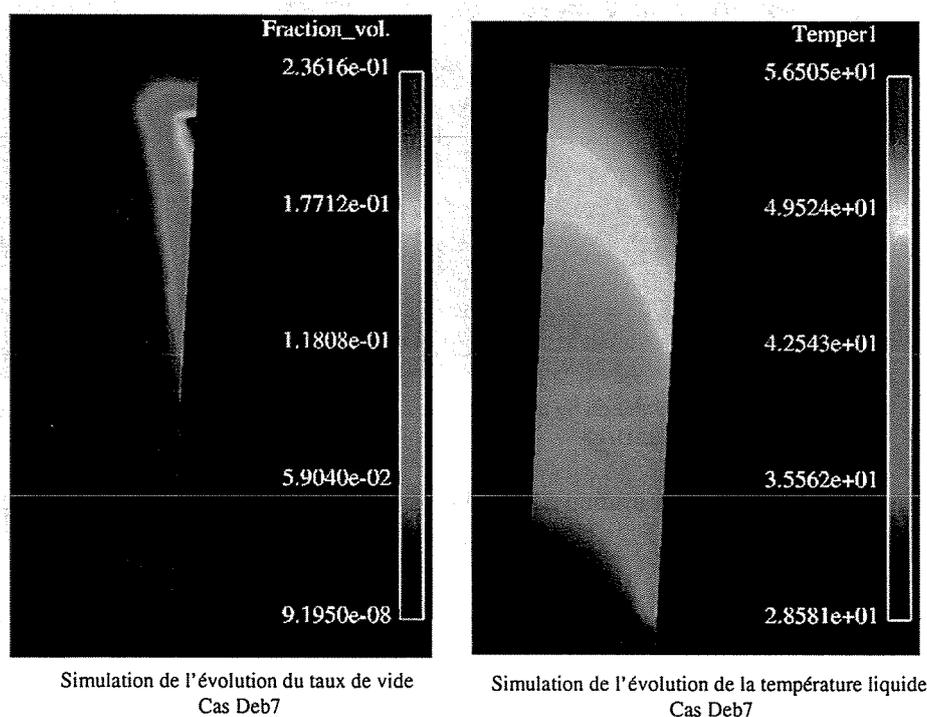


Figure IV.5-16 : Comparaison des profils de taux de vide et de la température liquide calculés ( $K = 200$ ) et expérimentaux. Cas Deb6

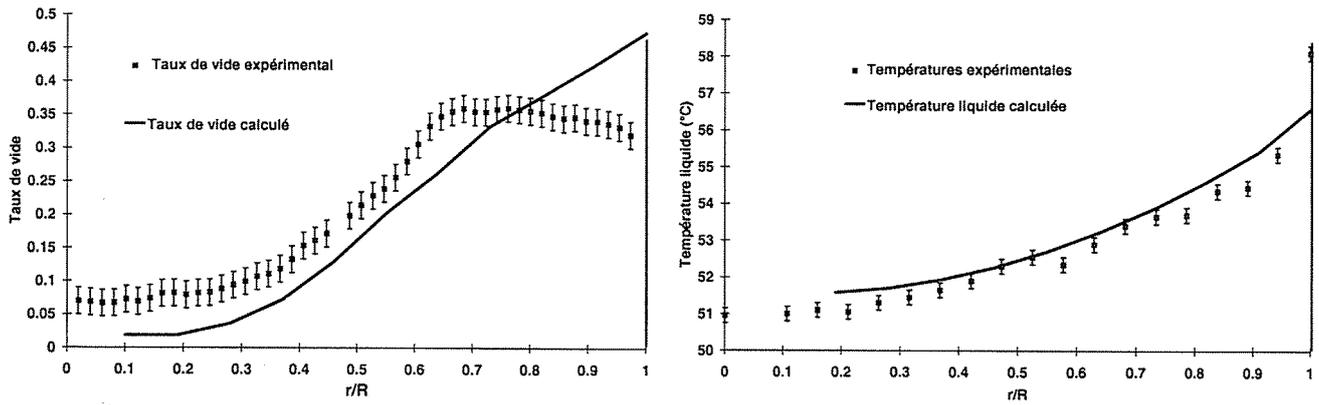
Il est clair qu'à ce niveau de saturation, le code ne donne pas des résultats quantitatifs toujours corrects (notamment sur le taux de vide). Cependant, nous nous éloignons de son domaine de validité et nous pouvons remarquer que les évolutions qualitatives restent bien représentées.

### Simulations du cas-test 3

Nous avons réalisé les simulations proposées dans le **cas-test 3** avec la version V3.4 du code ASTRID. Les quatre conditions répertoriées dans ce cas-test correspondent à des écoulements bouillants avec un écoulement légèrement saturé pour le cas Deb10 ( $x_{eq} = 0.0261$ ). Cette première tentative de simulation s'est avérée peu fructueuse. Les 4 cas convergent bien mais seuls les cas Deb7 et Deb10 donnent des résultats pertinents, les simulations des cas Deb8 et Deb9 fournissant des résultats faux. Il apparaît troublant que les deux cas extrêmes donnent des résultats exploitables alors que les deux cas intermédiaires ne semblent pas avoir été correctement simulés. Cependant, ces résultats sont dus à des problèmes numériques. Après l'amélioration apportée par la version V3.4.1, il s'avère que les simulations concernant les cas Deb8 et Deb9 sont satisfaisantes. Nous présentons ainsi sur les figures IV.5-17 à IV.5-22 certains des résultats concernant les profils de taux de vide, de température liquide et de vitesse gazeuse pour les cas Deb7, Deb8 et Deb10.



**Figure IV.5-17 : Représentation de l'évolution du taux de vide et de la température liquide dans tout le domaine simulé. Cas Deb7**



Figures IV.5-18 : Comparaison du profil de taux de vide et de température liquide calculé (K = 200) et expérimental. Cas Deb7

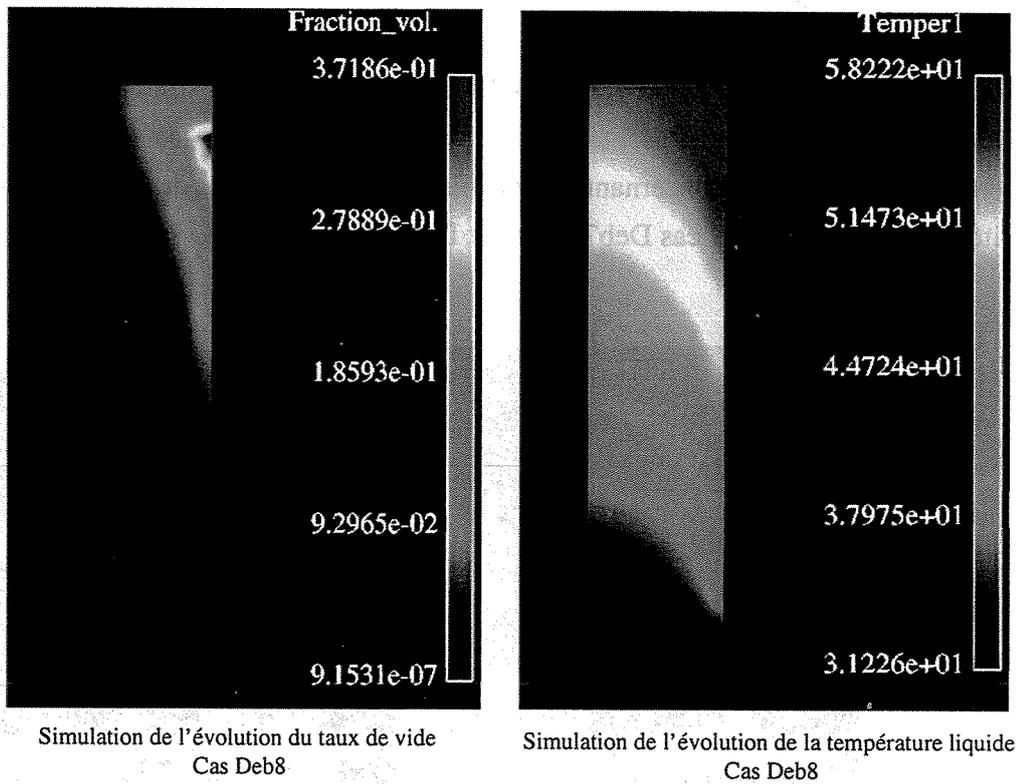


Figure IV.5-19 : Représentation de l'évolution du taux de vide et de la température liquide Cas Deb8

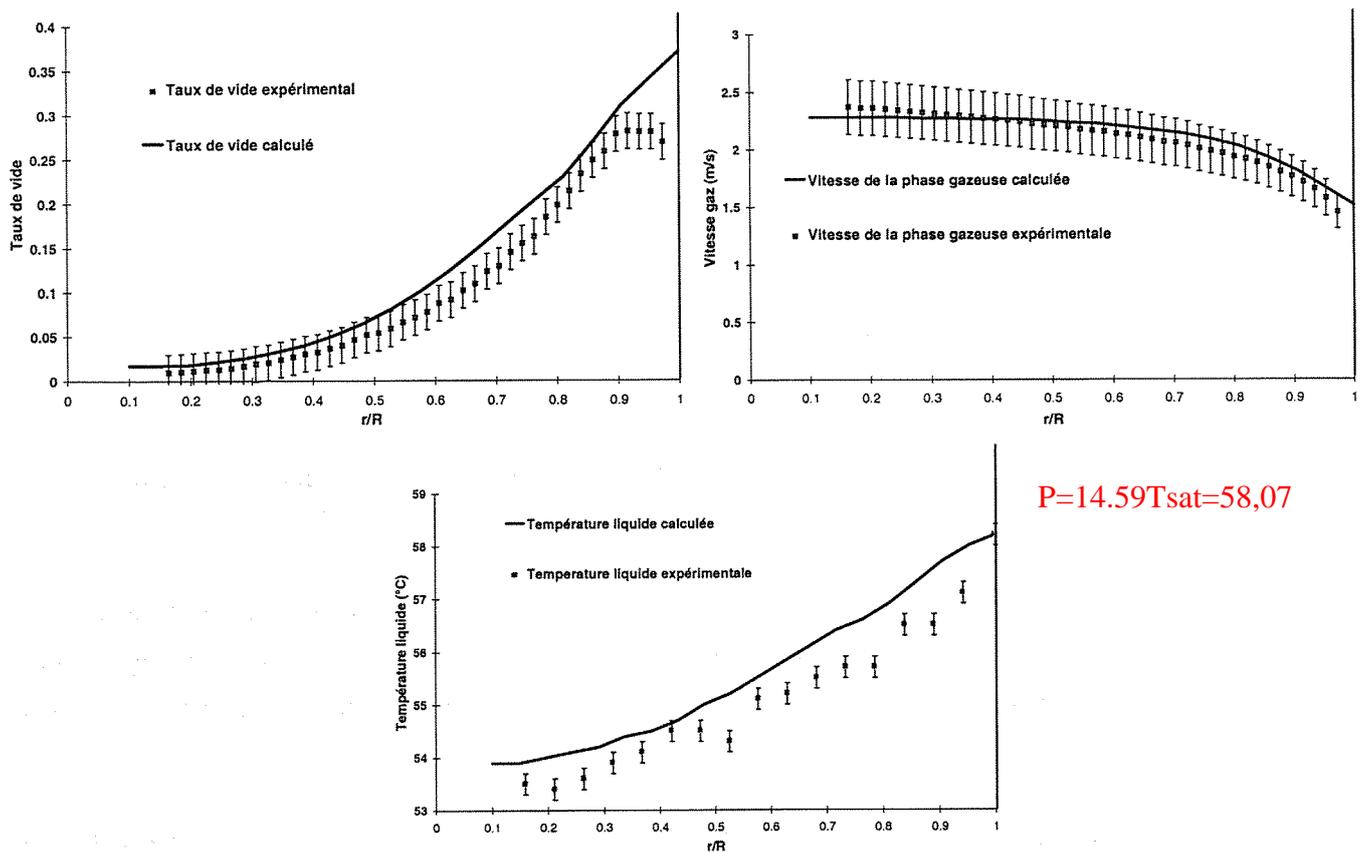


Figure IV.5-20 : Comparaison des profils de taux de vide, de la vitesse de la phase gazeuse et de la température liquide calculés ( $K = 200$ ) et expérimentaux. Cas Deb8

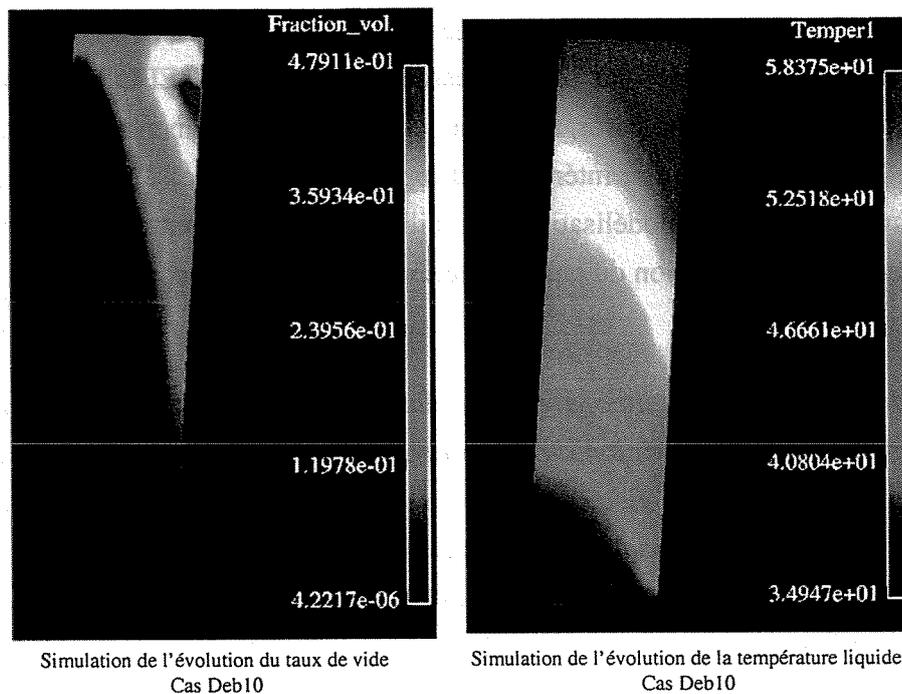
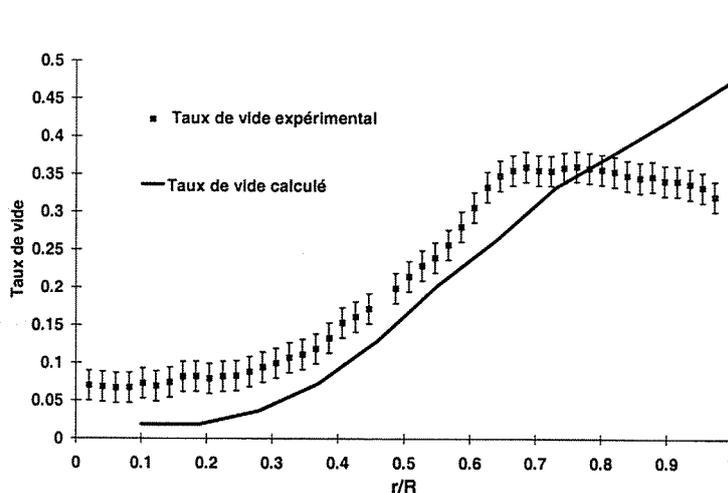


Figure IV.5-21 : Représentation de l'évolution du taux de vide et de la température liquide dans tout le domaine simulé. Cas Deb10



Figures IV.IV.5-22 : Comparaison du profil de taux de vide calculé ( $K = 200$ ) et expérimental.  
Cas Deb10

Nous pouvons constater que les simulations numériques permettent de retrouver l'allure du profil de taux de vide du cas Deb7, même si quantitativement les résultats sont légèrement différents (écarts absolus de 5 à 15 % avec les résultats expérimentaux eux-mêmes sujets à caution surtout pour les taux de vide faibles).

Les comparaisons des simulations des Deb8 et surtout Deb10 avec les résultats expérimentaux montrent que le code ASTRID ne simule pas la migration du maximum de taux de vide. Pourtant ce type de profil à deux bosses se rencontre souvent lorsque l'écoulement devient saturé. De plus, le code contredit les observations expérimentales de March (1999) qui affirme que la valeur maximum du taux de vide en paroi est d'environ 0.35. Cela correspond à nos observations effectuées sur tous les essais de la banque DEBORA bien que nous n'ayons pas de points de mesure en paroi, alors que les simulations donnent un taux de vide en paroi de presque 0.5. Il serait peut être intéressant d'approfondir les raisons physiques de ce maximum et de les inclure dans la modélisation. Par ailleurs il faudra certainement revoir également la modélisation de la migration du taux de vide vers le cœur de l'écoulement.

*Par ailleurs, les équations et les relations de fermetures du code ne peuvent représenter une migration du taux de vide. Avec seulement des effets diffusifs, le maximum de taux de vide sera toujours en paroi. Il faut nécessairement introduire un terme de convection radiale de taux de vide qui n'est actuellement ni compris ni modélisé. Cependant, Grossetête (1995) montre dans son étude que la migration du taux de vide peut être obtenue en utilisant un coefficient négatif pour la force de portance. Cependant, cette force n'est pas utilisée pour la simulation des écoulements bouillants car les résultats obtenus sont très sensibles à sa valeur.*

Avant d'effectuer à nouveau les simulations des cas Deb8 et Deb9 avec la nouvelle version de référence d'ASTRID (V3.4.1), nous nous étions demandés pourquoi les résultats de ces cas étaient faux alors que les cas Deb7 et Deb10 étaient réalistes.

En fait, nous avons effectué une modification importante d'un paramètre qui va se révéler être un point délicat de notre étude : le *diamètre des bulles*. En effet, celui-ci est imposé dans le jeu de données du code. Ce diamètre est *imposé lors des simulations*, et correspond au diamètre moyen observé expérimentalement. Dans les cas Deb1 à Deb4, le diamètre utilisé est de 300  $\mu\text{m}$ , dans les cas Deb7 à Deb9, 600  $\mu\text{m}$  et dans le cas Deb10, 800  $\mu\text{m}$ . Or, la valeur du diamètre est vitale pour la simulation des écoulements dispersés. L'une des raisons pour lesquelles les cas Deb8 et Deb9 n'auraient pas été correctement simulés pourrait être la prise en compte d'un mauvais diamètre de bulle.

Ces suspicions se trouvent être confortées par une étude de sensibilité réalisée à EDF (Mimouni *et al.*, 1997).

Le diamètre des bulles est en effet un paramètre influant sur beaucoup de termes. Les différentes forces (masse ajoutée, traînée, etc.) tiennent compte de ce diamètre. Grossetête (1995) mentionne d'ailleurs, au vu de ses simulations sur des écoulements eau-air adiabatiques, que l'évolution *axiale* d'un écoulement diphasique à bulles le long d'une conduite verticale ne pourra être simulée de manière correcte qu'à condition, entre autres, de prendre en compte l'influence de la taille (et/ou la forme) des bulles.

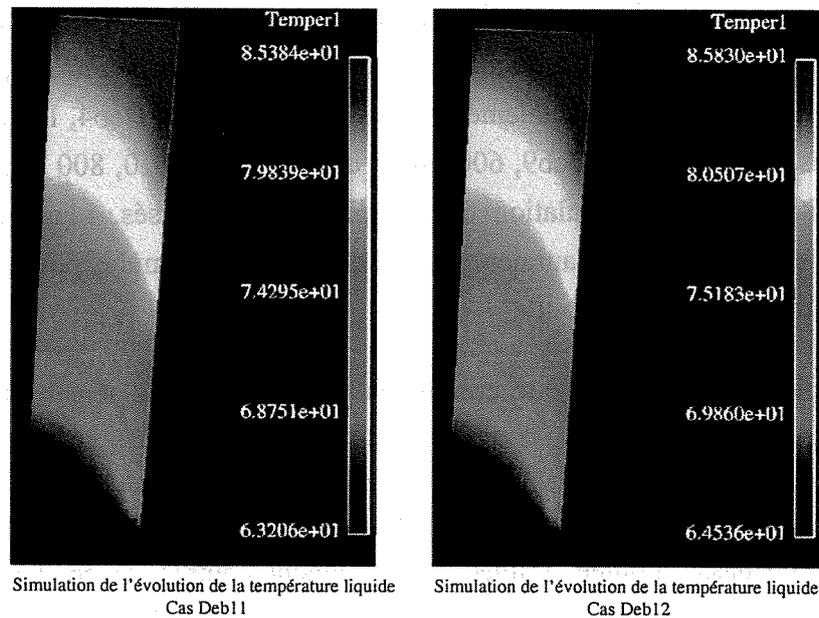
De plus tous les échanges de masse et d'énergie au sein du mélange diphasique se produisent à travers la surface (liée au diamètre) des bulles. Cette surface d'échange n'est autre que *l'aire interfaciale*. Or, aucune équation de transport d'aire interfaciale (ou d'évolution du diamètre de bulle) n'est prise en compte actuellement dans le code ASTRID. Nous voyons là apparaître les premières esquisses des questions que nous pouvons nous poser. Quelles sont les véritables implications de cette lacune dans le code?

En conséquence de ces réflexions nous effectuerons dans le prochain chapitre des expériences numériques destinées à quantifier l'influence du diamètre de bulle dans la simulation d'écoulements bouillants sous-saturés.

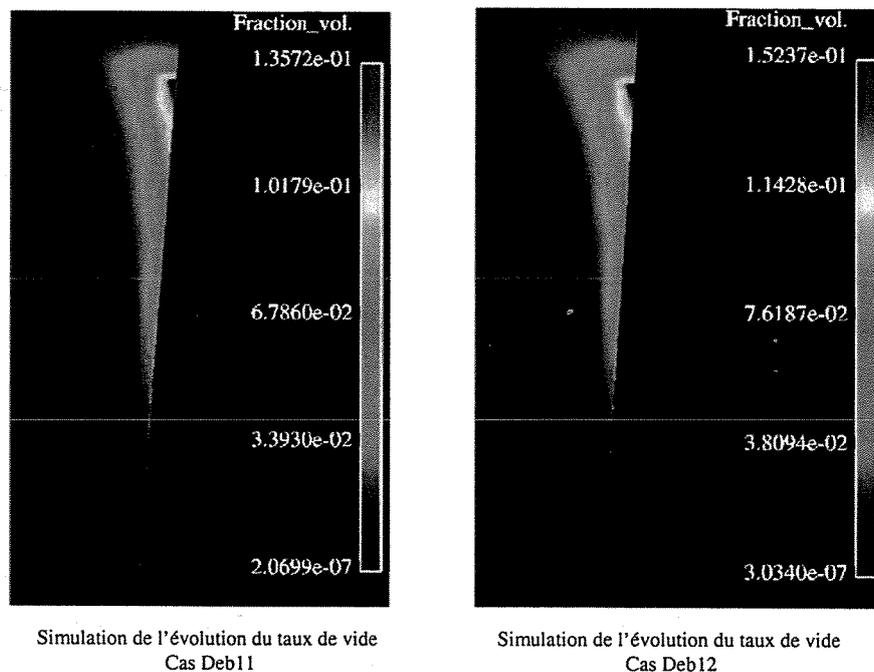
#### **Simulations du Cas-test 4**

Nous présentons sur les figures IV.5-23 et IV.5-24 les résultats des simulations des cas Deb11 et Deb12. Nous constatons que le code ASTRID retrouve assez bien les valeurs expérimentales pour ces deux cas mais qu'en revanche, pour le cas Deb13 (non présenté ici) les résultats sont

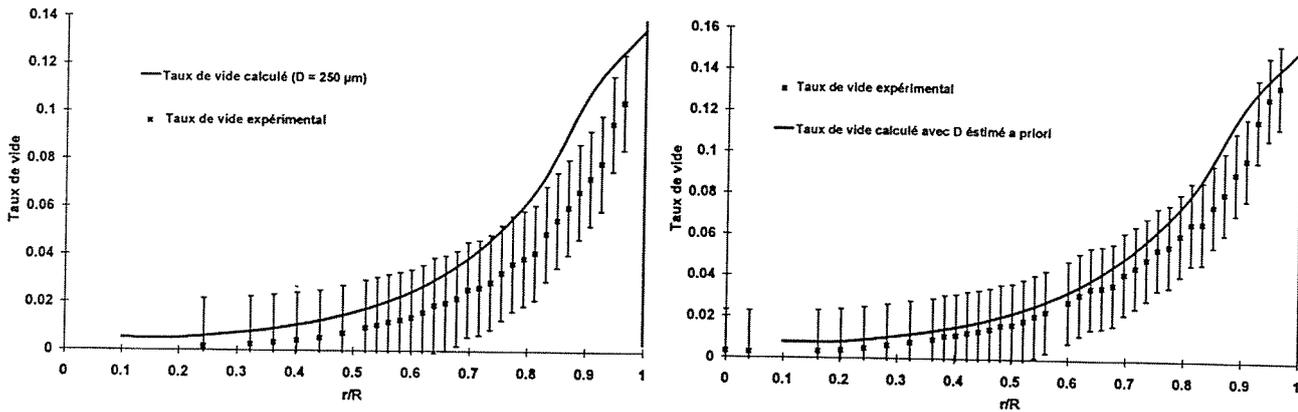
moins précis (écart absolu d'environ 2°C sur la température liquide et jusqu'à +30 % sur le taux de vide). Nous sommes alors de nouveau amenés à constater que lorsque l'écoulement est saturé (et c'est le cas pour Deb13 où  $x_{eq} = 0.0936$ ), le code semble avoir plus de difficultés à retrouver les résultats expérimentaux concernant le taux de vide mais nous devons répéter que nous nous éloignons de son domaine de validité.



**Figure IV.5-23 : Représentation de l'évolution de la température liquide dans tout le domaine simulé.  
Cas Deb11 et Deb12**



**Figure IV.5-24 : Représentation de l'évolution du taux de vide dans tout le domaine simulé.  
Cas Deb11 et Deb12**



Figures IV.5-25 : Comparaison du profil de taux de vide calculé ( $K = 200$ ) et expérimental.  
Cas Deb11 et Deb12

Nous avons tout de même remarqué que dans tout les cas traités jusqu'à maintenant les températures de paroi calculées par le code étaient toujours supérieures aux températures de paroi expérimentales (environ 3 à 4 °C de différence). Cependant, c'est la surchauffe de la paroi ( $T_w - T_{sat}$ ) qui est importante. Le Tableau IV.5-2 montre que les différences entre les surchauffes expérimentales et calculées peuvent atteindre 70%. S'agit-il alors de lacunes au niveau de la modélisation et si oui s'agit-il d'un défaut au niveau du modèle d'ébullition?

Cas :	Titre de sortie $x_{eq}$	Température de paroi expérimentale (°C)	$(\Delta T_{sat})_{exp}$ $(T_w - T_{sat})$	Température de paroi calculée (°C)	$(\Delta T_{sat})_{calcul}$ $(T_w - T_{sat})$	Température de saturation (°C)
Deb2	-0.1102	89.1	2.2	93.8	6.9	86.9
Deb3	-0.0363	89.1	2.2	93.8	6.9	86.9
Deb4	0.0308	89	2.1	93.7	6.8	86.9
Deb7	-0.0411	62	3.9	65.7	7.6	58.1
Deb10	0.0206	62.1	4	65.6	7.5	58.1

Tableau IV.5-2 : Comparaison entre les températures de paroi en sortie calculées et expérimentales

Nous pouvons en conséquence nous interroger sur la validité du modèle d'ébullition du logiciel ASTRID Eau-Vapeur. Pourquoi cette différence sur la température de paroi qui résulte des différents flux transmis de la paroi au fluide. Se peut-il que les modèles sous-estiment ou surestiment un ou plusieurs de ces flux?

Nous allons, dans le Chapitre suivant, faire une analyse critique des corrélations constituant ce modèle d'ébullition afin de voir si celui-ci peut effectivement ou non être mis en cause.

## IV.6. Conclusions et stratégie d'étude

D'après nos premiers résultats, le code ASTRID peut être utilisé pour l'étude **qualitative** de l'évolution des grandeurs caractéristiques (température liquide, taux de vide,..) des écoulements bouillants sous-saturés.

Nous avons vu tout au long de cette étude que les résultats des simulations numériques laissent entrevoir les raisons principales pour expliquer certaines des limites actuelles du code ASTRID. Sans nous préoccuper des aspects numériques dont certains sont en cours d'amélioration nous avons pu dégager deux voies plausibles pouvant expliquer certains comportements en nous posant trois questions :

- pourquoi le code ne donne-t-il pas des résultats satisfaisants lorsque l'écoulement est saturé en sortie?
- pourquoi une différence allant jusqu'à 70 % entre les surchauffes calculées et expérimentales?
- quelle est l'influence du diamètre des bulles sur les résultats des simulations?

Aux deux premières questions, nous avons décidé de donner une esquisse de réponse en étudiant en détail le modèle d'ébullition utilisé dans le code. Nous avons analysé les corrélations qui constituent ce modèle en essayant de mieux comprendre leurs origines et leur validité et en cherchant à savoir s'il était possible d'améliorer la description de l'ébullition convective.

La troisième question soulève un problème beaucoup plus important. Dans le code ASTRID le diamètre de bulle est imposé comme constant et égal au diamètre moyen expérimental. Cependant, nous avons vu que ce diamètre variait de façon non négligeable suivant, d'une part le rayon de la conduite, et d'autre part le titre thermodynamique. Les bulles sont soumises à des phénomènes physiques combinés influant sur leur taille tels que coalescence et recondensation. Il apparaît très approximatif de s'imposer un diamètre de bulle constant. De plus, quelle est l'influence de la valeur choisie sur les résultats finaux?

Afin de répondre à ces questions, nous avons effectué une série de tests numériques de sensibilité au diamètre des bulles sur des cas bien identifiés et bien validés tels que le cas Deb4.

Une première ébauche de réponse avait été donnée par Mimouni *et al* (1997) dans une étude de sensibilité du code ASTRID. Les auteurs ont utilisé des résultats expérimentaux concernant des écoulement bouillants sous-saturés dans une conduite annulaire dont le tube intérieur est chauffant et le fluide est du Fréon 113. Ils ont montré que dans les cas testés *le diamètre des bulles était un paramètre extrêmement sensible*. Ce paramètre influence aussi bien les grandeurs physiques (vitesse de la vapeur, taux de vide) que les résultats numériques (convergence). De plus, le diamètre des bulles affecte également les résultats des calculs effectués par le modèle d'ébullition de paroi. Ces remarques nous ont donc conduit à étudier l'influence de ce diamètre sur les résultats des simulations.

Nous nous sommes ainsi tout naturellement intéressés à la possibilité d'introduire *une équation d'aire interfaciale volumique* dans la simulation des écoulements bouillants. Ce type d'équation permet d'évaluer l'aire par laquelle se font tous les transfert de masse et d'énergie, aire étroitement liée au diamètre des bulles. Cette étude sera discutée au chapitre VI.

**le diamètre influence aussi le modèle de turbulence de la phase liquide**



# Chapitre V

## Analyse des paramètres sensibles

V.1. ANALYSE CRITIQUE DU MODÈLE D'ÉBULLITION PARIÉTALE .....	182
V.1.1. INTRODUCTION .....	182
V.1.2. MODÈLE DE RÉPARTITION DE FLUX THERMIQUE EN PAROI.....	183
V.1.3. MODÉLISATION DES TROIS MÉCANISMES DE TRANSFERT .....	184
V.1.3.1. Densité de sites de nucléation $n$ .....	186
V.1.3.2. Fréquence de détachement $f$ .....	194
V.1.3.3. Temps d'attente $t_g$ .....	196
V.1.3.4. Diamètre des bulles au détachement $D_d$ .....	197
V.1.4. CONCLUSION.....	202
V.2. ANALYSE DE SENSIBILITÉ AU DIAMÈTRE DES BULLES .....	204
V.2.1. PREMIÈRE APPROCHE : SENSIBILITÉ À UN DIAMÈTRE IMPOSÉ ET UNIFORME.....	204
V.2.2. DEUXIÈME APPROCHE : ÉTUDE AVEC DES PROFILS DE BULLES RÉELS .....	207
V.2.3. ÉTUDE COMPLÉMENTAIRE DE SENSIBILITÉ .....	211
V.3. CONCLUSIONS .....	213



Au chapitre précédent, nous avons soulevé plusieurs questions quant à certaines des modélisations adoptées dans le code de calcul ASTRID.

Il est néanmoins important de préciser que le domaine de validité de ce code concerne les écoulements sous-saturés et que les calculs précédents montrant des écarts absolus significatifs (20 à 30 % sur le taux de vide) ont été effectués hors du domaine de validité. De plus, aucun paramètre ajustable ne dépend du type d'écoulement contrairement à beaucoup d'autres codes de calcul.

Nous avons par ailleurs pu constater que les températures de paroi calculées présentaient des différences importantes par rapport aux valeurs mesurées (environ 3-4 °C sur la température de paroi mais pouvant aller jusqu'à 70 % sur les surchauffes  $\Delta T_{sat}$ ).

Cela est gênant car comme nous allons le voir au paragraphe V.1 cette température de paroi permet d'évaluer la densité de sites de nucléation et le diamètre de détachement des bulles. De plus, le fait de trouver une température de paroi non cohérente avec les mesures expérimentales semble montrer que le modèle de nucléation en paroi est inadéquat. Les poids de chacun des termes constituant le modèle d'ébullition sont ils réellement bien représentés?

Afin de fournir des réponses à ces questions, une étude approfondie du modèle d'ébullition en paroi introduit dans ASTRID a été réalisée afin éventuellement de l'améliorer.

Un deuxième point a retenu notre attention : la valeur constante du diamètre des bulles imposée dans le jeu de données. Le diamètre des bulles variant fortement le long de l'écoulement, quelle est l'incidence de cette simplification sur le résultat des simulations? Quelle est la sensibilité des résultats à cette grandeur? De meilleurs résultats sont-ils envisageables en imposant au code des diamètres de bulles correspondant à la réalité?

Afin de répondre à ces questions nous allons mener une étude de sensibilité à ce paramètre.

## V.1. Analyse critique du modèle d'ébullition pariétale

### V.1.1. Introduction

L'ébullition nucléée résulte de phénomènes physiques complexes et une part importante des travaux réalisés a pour objectif une compréhension des mécanismes régissant ce type de transfert de chaleur.

Vandervort et al. (1992) suggèrent que lors de l'ébullition convective (Fig.V.1-1), la puissance thermique est transmise de la surface chauffante au fluide par plusieurs mécanismes :

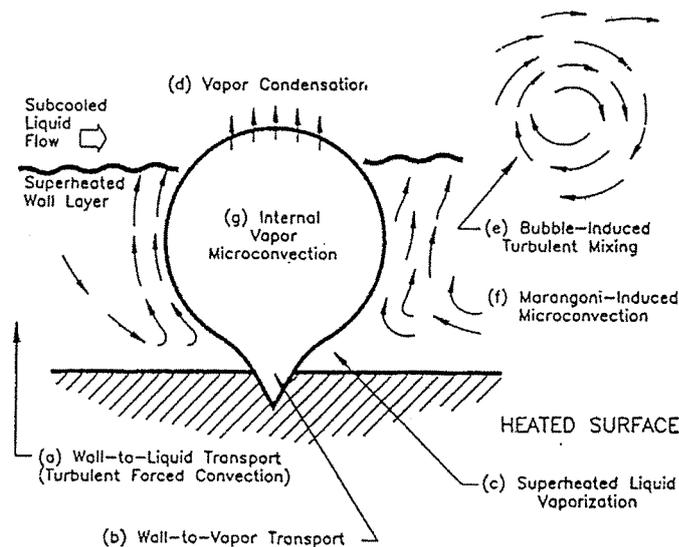


Figure V.1-1 : Les différents mécanismes de transfert de chaleur (Vandervort et al., 1992).

- (a) convection turbulente monophasique liquide,
- (b) transfert direct entre la paroi et la vapeur au point d'attachement des bulles,
- (c) vaporisation de la micro-couche de liquide présente autour de la base de la bulle ,
- (d) condensation de la vapeur au sommet de la bulle et convection dans le liquide sous-saturé,
- (e) mélange turbulent de la phase liquide induit par l'agitation des bulles,
- (f) thermocapillarité (effet Marangoni) induisant de la micro-convection,
- (g) micro-convection de la vapeur à l'intérieur de la bulle.

*On pourrait éventuellement imaginer d'autres phénomènes physiques tels que :*

- entraînement de liquide surchauffé sur le sommet des bulles et dans leur sillage,*
- jet de liquide surchauffé lors de l'implosion d'un bulle en paroi pour des fortes sous-saturations.*

La présence des bulles réduit l'effet de convection forcée et les effets les plus dominants semblent être les mécanismes (c) et (f). Le taux de production de vapeur, mécanisme (c), doit être par ailleurs nécessairement plus important que le taux de condensation, mécanisme (d), lorsqu'il y a ébullition nette. Le mécanisme (f) de micro-convection est également important car le liquide chaud est "pompé" par le gradient de tension interfaciale loin de la paroi permettant ainsi au liquide froid d'atteindre la surface chauffante en induisant d'importants échanges de chaleur.

*Il nous semble important de noter que le phénomène (d) est une source de chaleur prédominante pour le liquide sous-saturé.*

Il est très difficile de modéliser tous les phénomènes qui contrôlent l'augmentation du transfert de chaleur lors de l'ébullition nucléée convective. Le peu de modèles décrivant les phénomènes d'ébullition en paroi sont établis à partir de simplifications des phénomènes élémentaires décrits ci-dessus. Ce paragraphe constitue une analyse et une synthèse des corrélations constituant le modèle d'ébullition en paroi implanté dans le code ASTRID ainsi que des autres corrélations de la littérature.

### **V.1.2. Modèle de répartition de flux thermique en paroi**

Dans les approches simplifiées de Del Valle & Kenning (1985) et Kurul & Podowski (1991), la densité de flux thermique de la paroi vers le fluide est décomposé en trois termes :

- une densité de flux thermique monophasique  $\phi_c$ ,
- une densité de flux thermique de trempe (quenching)  $\phi_q$  transmise au liquide et due au remouillage de la paroi lors des cycles de nucléation,
- une densité de flux d'ébullition  $\phi_e$  produisant la vapeur en paroi.

*La composante monophasique  $\phi_c$  représente le mécanisme (a) suggéré par Vandervort et al., la composante  $\phi_q$  représente le flux dû au détachement de la bulle (non-décrit par Vandervort et al. qui étudient une bulle attachée à la paroi), et enfin la composante  $\phi_e$  peut représenter une modélisation globale de tous les autres mécanismes (b) à (g) décrits par Vandervort et al.*

Ces trois composantes du flux thermique sont représentées schématiquement à la figure V.1-2 :

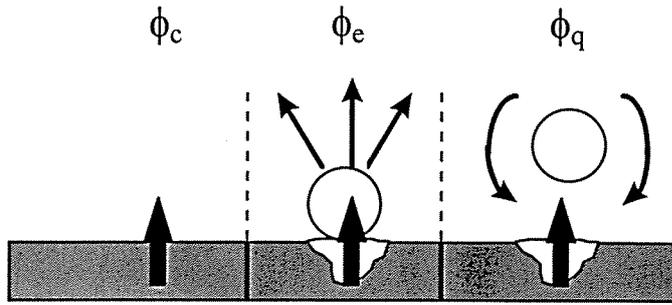


Figure V.1-2 : Représentation schématique des différents flux thermique

Nous exposerons et discuterons au paragraphe suivant les travaux de Kurul & Podowski (1991) où les trois phénomènes physiques cités ci-dessus sont modélisés.

### V.1.3. Modélisation des trois mécanismes de transfert

La densité totale de flux thermique est donnée par la relation suivante :

$$\phi = \phi_c + \phi_q + \phi_e \quad (\text{V.1})$$

En première approximation, la modélisation du *flux de transfert monophasique*  $\phi_c$  fait appel aux lois de transferts monophasiques pondérées par  $A_c$ , fraction de la paroi non affectée par la présence de bulles :

$$\phi_c \triangleq A_c h_{\log} (T_w - T_\delta) \quad (\text{V.2})$$

où  $h_{\log}$  est le coefficient de transfert monophasique décrit dans une couche limite donné par des lois classiques (décrites au chapitre IV.3.1),  $T_w$  la température de paroi et  $T_\delta$  la température liquide dans la maille (encore appelée cellule  $\delta$ ).

*Cette cellule (volume dans une modélisation en volume finis) doit être situé dans la couche limite turbulente. Dans le code ASTRID Eau-Vapeur, ce volume est adjacent à la paroi, ce qui répond généralement bien à cette exigence. Le modèle est donc légèrement sensible au raffinement du maillage.*

A la paroi, la fraction surfacique d'écoulement monophasique  $A_c$  et la fraction surfacique correspondante aux bulles  $A_b$  sont reliées par la relation :

$$A_b + A_c = 1 \quad (V.3)$$

La fraction surfacique de la paroi correspondant aux bulles est donnée par la relation suivante :

$$A_b \hat{=} \text{Min}(1 ; n\pi D_i^2 / 4) \quad (V.4)$$

où  $n$  est la densité de sites de nucléation (étudié au paragraphe V.1.3.1) et  $D_i$  le diamètre de l'aire d'influence d'une bulle. Le diamètre  $D_i$  est proportionnel au diamètre maximum de bulle  $D_{\max}$ . Kurul & Podowski proposent de prendre  $D_i = 2D_{\max}$ , le diamètre maximal  $D_{\max}$  correspondant la plupart du temps au diamètre de détachement des bulles  $D_d$  (étudié au paragraphe V.1.3.4).

L'expression du *flux de trempe*  $\phi_q$  est donnée par Del Valle & Kenning. Ce flux est modélisé comme la valeur moyenne d'un flux thermique conductif transitoire transmis à un milieu semi-infini à la température  $T_\delta$ , durant la période  $t_q$  entre le départ d'une bulle et l'apparition de la suivante :

$$\phi_q = A_q t_q f \frac{2\lambda_l (T_w - T_\delta)}{\sqrt{\pi a_l t_q}} \quad (V.5)$$

où  $A_q$  est la fraction d'aire de la paroi influencée par le détachement des bulles.  $A_q$  est donné par la relation suivante :

$$A_q = A_b \hat{=} \text{Min}(1 ; n\pi D_i^2 / 4) \quad (V.6)$$

Dans la relation (V.5),  $a_l$  est la diffusivité thermique du liquide,  $f$  la fréquence de détachement des bulles et  $t_q$  le temps d'attente entre le départ d'une bulle et l'apparition de la suivante, le produit  $t_q f$  représentant la fraction de temps de présence de la trempe de la paroi. Ces deux grandeurs,  $t_q$  et  $f$  seront étudiées aux paragraphes V.1.3.2 et V.1.3.3.

Enfin, le *flux d'évaporation*  $\phi_e$  est donné par la relation suivante :

$$\phi_e = fV_b \rho_v L n \quad (V.7)$$

Le volume d'une bulle  $V_b$  est déterminé en supposant les bulles sphériques :

$$V_b = \frac{1}{6} \pi D^3 \quad (V.8)$$

où D est le diamètre maximum  $D_{\max}$  de la bulle pris égal au diamètre de détachement  $D_d$ .

*Les trois composantes du flux thermique  $\phi_c$ ,  $\phi_e$  et  $\phi_q$  nécessitent donc des relations de fermeture pour la densité de sites de nucléation  $n$ , la fréquence de détachement des bulles  $f$ , le diamètre des bulles au détachement  $D_d$  et le temps d'attente  $t_q$  entre le départ d'une bulle et l'apparition de la suivante.*

Ces quatre relations de fermeture sont étudiées aux paragraphes V.1.3.1 à V.1.3.4. Pour chaque grandeur, les corrélations actuellement utilisées dans le code ASTRID seront citées en début de paragraphe, puis les corrélations tirées de la littérature et susceptibles d'être testées seront ensuite présentées. Ce travail repose en partie sur l'étude bibliographique détaillée des phénomènes de nucléation en paroi réalisée par Pujet (1998).

#### **V.1.3.1. Densité de sites de nucléation $n$**

Ce paramètre a une influence déterminante sur le transfert de chaleur. Il a fait l'objet de nombreuses recherches mais pour la plupart en *ébullition en vase* (Clark et al., 1959 ; Griffith & Wallis, 1960 ; Gaertner & Westwater; 1960 ; Hsu, 1962 ; Singh et al., 1974 ; et plus récemment, Barthau, 1992 ; Wang & Dhir, 1993).

Ces recherches ont permis de montrer que la densité de sites de nucléation dépendait fortement de l'état de surface (rugosité), de la géométrie des cavités microscopiques, de la mouillabilité du fluide et du matériau de la paroi.

Les travaux sur la densité des sites de nucléation en *ébullition convective* sont analysés ci-dessous. Le modèle utilisé dans le code ASTRID est le modèle proposé par Kurul & Podowski (1991) basé sur les travaux de Del Valle & Kenning (1985).

**Del Valle & Kenning (1985)** ont étudié un écoulement ascendant dans une conduite verticale en acier inoxydable de section rectangulaire (12 × 5 mm) dont une face était transparente chauffée avec une densité de flux égale à 70-90 % de la densité de flux critique. Trois épaisseurs de paroi ont été testées (0.08, 0.13 et 0.20 mm). Le fluide est de l'eau à pression atmosphérique avec une sous-saturation de 84 K en entrée et une vitesse de 1.7 m/s. Les paramètres moyens de l'ébullition ont alors été mesurés à l'aide d'une caméra rapide.

Aucune remarque n'est faite concernant l'état de surface de la paroi chauffante. Les auteurs montrent que la densité de sites de nucléation et la fréquence moyenne d'émission des sites (départs successifs entre deux bulles) augmentent avec le flux (figure V.1-3).

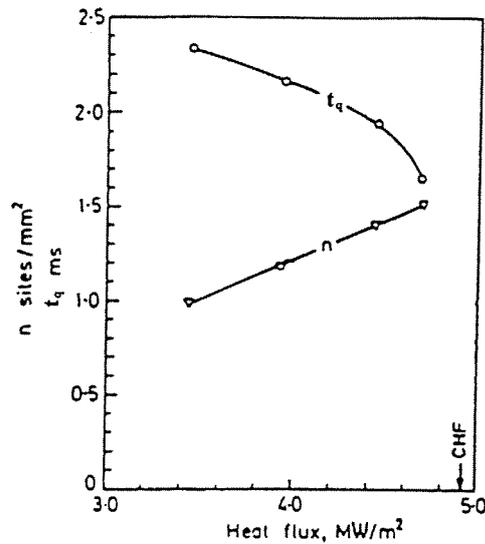


Figure V.1-3 : Variations de la densité  $n$  de sites de nucléation et de la période  $t_q$  du cycle d'ébullition suivant la densité de flux thermique imposée (d'après Del Valle & Kenning, 1985)

La corrélation dimensionnelle proposée par **Kurul & Podowski (1991)**, déduite des courbes de Del Valle & Kenning représentant le flux imposé en fonction de la surchauffe en paroi (figure V.1-4), et implantée dans le code ASTRID a pour expression :

$$n = \left[ 210(T_w - T_{sat}) \right]^{1.8} \quad (V.9)$$

où  $n$  est en  $m^{-2}$ ,  $T_w$  et  $T_{sat}$  en  $^{\circ}C$ .

*Une incertitude importante pèse sur cette corrélation car elle ne prédit pas les valeurs mesurées par Del Valle & Kenning. Il semble donc que cette relation ait été ajustée au vu des résultats numériques de leur code.*

Une nouvelle corrélation a en fait été proposée par Podowski (2000) sous la forme :

$$n = \left[ 185(T_w - T_{lbulk}) \right]^{1.8} \quad (V.10)$$

où  $T_{\text{bulk}}$  représente la température moyenne liquide. Les deux différences essentielles avec la corrélation précédente sont le coefficient 185 au lieu de 210 et la température de référence qui n'est plus la température de saturation mais la température moyenne liquide.

*Cependant, cette corrélation serait difficilement applicable dans un code local car il faudrait intégrer le profil de température dans la section droite.*

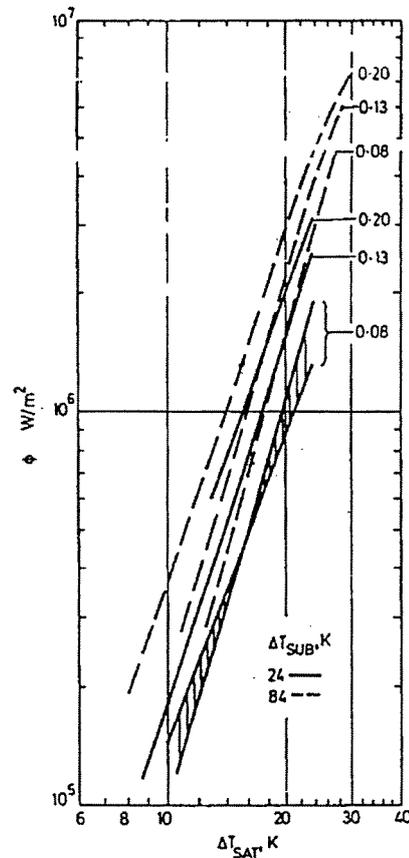


Figure V.1-4 : Correspondance entre le flux  $\phi$  imposée et la surchauffe  $\Delta T_{\text{sat}}$  (d'après Del Valle & Kenning, 1985)

Cette nouvelle corrélation est, d'après Podowski, déduite d'une étude menée par Lemmert & Chawla (1977) pour des écoulements bouillants horizontaux de R11 à la pression de 0.175 MPa et à une vitesse de 0.12 m/s. En fait, les seuls résultats obtenus par ces auteurs sur le nombre de sites de nucléation est représenté à la figure V.1-5.

La forme de la première corrélation proposée par Podowski nous semble cependant plus pertinente puisque Lemmert & Chawla représentent la densité de site de nucléation en fonction de la surchauffe en paroi  $\Delta T_{\text{sat}}$  et non pas en fonction de la différence entre la température de paroi et la température moyenne de la phase liquide ( $T_w - T_{\text{bulk}}$ ).

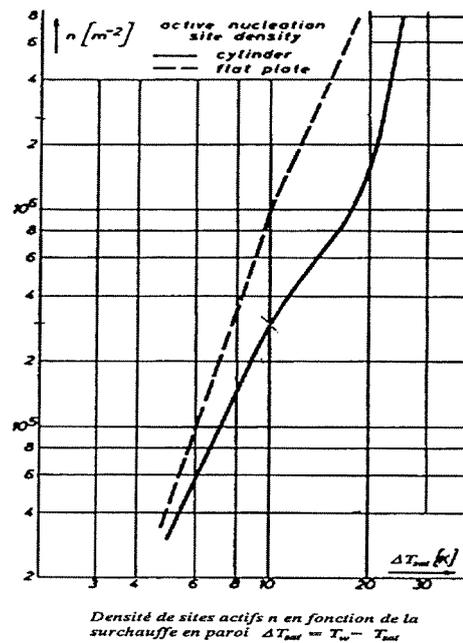


Figure V.1-5 : Evolution de la densité de sites de nucléation en fonction de la surchauffe en paroi (d'après Lemmert & Chawla, 1977)

Néanmoins, si nous corrélons les points expérimentaux de Lemmert & Chawla, nous obtenons la corrélation suivante :

$$n = [10.5(T_w - T_{sat})]^{2.57} \quad (V.11)$$

qui est différente de la corrélation (V.9).

*Tout cela conduit à mettre en doute la validité de la corrélation proposée par Kurul & Podowski.*

#### *Autres études réalisées*

**Treshchev (1969)** a compté le nombre de sites actifs lors de l'ébullition convective dans un canal rectangulaire (14 × 8 mm) horizontal. La surface chauffante est une plaque horizontale en nickel, dont l'état de paroi n'est pas indiquée, soumise à une densité de flux variant de 400 à 3000 kW/m<sup>2</sup>. Le fluide est de l'eau à une pression de 5 à 50 bar avec une sous-saturation entre

12 et 85 K. L'auteur observe que le nombre de sites actifs augmente fortement avec la pression (il est multiplié par 20 entre 5 et 50 bar, les autres paramètres étant fixés) et avec la densité de flux thermique. L'auteur apporte par ailleurs une conclusion intéressante : le nombre de sites actifs semble indépendant de la vitesse massique. Cependant aucune corrélation n'est proposée par cet auteur.

**Eddington & Kenning (1978)** ont mesuré la densité de sites de nucléation lors d'*écoulements bouillants sous-saturés d'eau* à faible pression (1 à 3 bar) sur une surface en acier inoxydable dont l'état de surface est celui d'origine. Les auteurs montrent que la densité de sites de nucléation  $n$  n'est fonction que du rayon critique  $R_{cl}$  qui satisfait le critère d'activation de l'ébullition pour un site :

$$R_{cl} = \frac{2\sigma T_{sat} v_{lg}}{(T_w - T_{sat})L} \quad (V.12)$$

où  $v_{lg}$  représente la variation de volume spécifique durant la vaporisation.

Les auteurs suggèrent également qu'il y aurait plus de sites potentiels que de sites actifs et que la nucléation en paroi lors de l'ébullition est affectée par des *interférences thermiques* entre sites. Les auteurs concluent qu'il faudrait considérer cette dernière remarque pour bâtir un modèle théorique mais ne proposent pas de modèles permettant d'évaluer la densité de sites de nucléation.

**Kocamustafaogullari & Ishii (1983)** donnent une corrélation pour la densité de sites de nucléation développée pour l'ébullition en vase et l'étendent à l'ébullition convective. Les auteurs supposent que la densité de sites de nucléation est affectée par les effets liés de l'état de paroi (en l'occurrence le rayon des cavités) et des propriétés thermophysiques du fluide. Pour un fluide donné, les propriétés thermophysiques peuvent être évaluées à la température de saturation et les auteurs proposent d'écrire le nombre de sites de nucléation sous la forme suivante :

$$n = n(R_{c2}, P) \quad (V.13)$$

En utilisant un diamètre de bulle au détachement comme paramètre d'échelle pour la densité de sites  $n$  et le rayon des cavité  $R_{c2}$ , la relation (V.13) s'écrit sous forme adimensionnelle :

$$n^* = n^*(R_c^*, \rho^*) \quad (V.14)$$

où la densité adimensionnelle  $n^*$  de sites de nucléation est définie par l'expression suivante :

$$n^* \hat{=} nD_d^2 \quad (V.15)$$

où le diamètre de détachement  $D_d$  des bulles est donné par la relation de Fritz modifiée pour tenir compte des hautes pressions :

$$D_d = 2,64.10^{-5} \theta \left( \frac{\sigma}{g\Delta\rho} \right)^{0.5} \left( \frac{\Delta\rho}{\rho_g} \right)^{0.9} \quad (V.16)$$

où  $\theta$  est l'angle de contact en degrés (probablement l'angle de contact statique mais cela n'est pas précisé par les auteurs). Le rayon critique adimensionnel  $R_c^*$  des cavités est défini par la relation :

$$R_c^* \hat{=} \frac{R_{c2}}{(D_d/2)} \quad \text{avec} \quad R_{c2} = \frac{2\sigma T_{sat}}{(T_w - T_{sat})\rho_g L} \quad (V.17)$$

*L'écoulement étudié pouvant être à haute pression (5 MPa), il est surprenant que les auteurs n'aient pas fait intervenir le terme  $\frac{1}{\rho_g} - \frac{1}{\rho_l}$  comme dans la relation (V.12).*

Le paramètre adimensionnel  $\rho^*$  qui représente la dépendance en pression est défini par la relation suivante :

$$\rho^* \hat{=} \frac{\rho_l - \rho_g}{\rho_g} \quad (V.18)$$

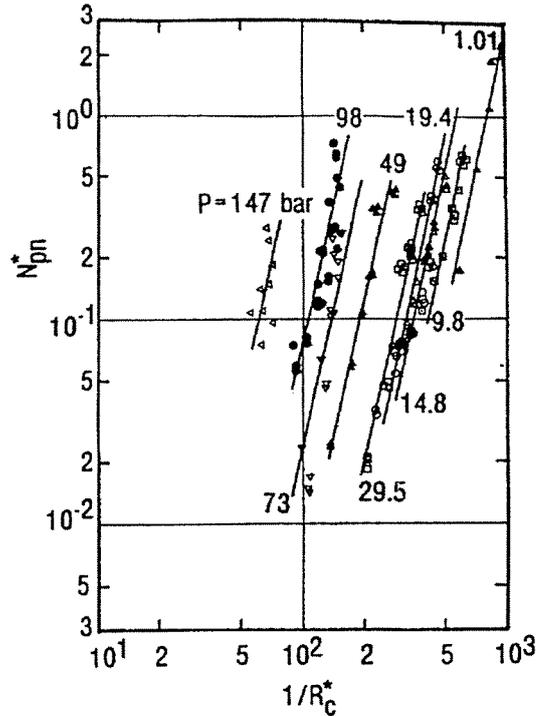


Figure V.1-6 : Densité de sites de nucléation adimensionnel en fonction du rayon critique adimensionnel (d'après Kocamustafaogullari & Ishii, 1983)

Après avoir étudié la correspondance entre la densité de site de nucléation et le rayon critique des cavité à différentes pressions pour l'eau (figure V.1-6), les auteurs supposent que la fonction  $n^*(R_c^*, \rho^*)$  peut se réécrire sous la forme suivante :

$$n^* = R_c^{*m} f(\rho^*) \quad (V.19)$$

Pour l'ébullition en vase et l'ébullition convective une comparaison avec des valeurs expérimentales a permis aux auteurs de déterminer l'exposant  $m$  ainsi que la fonction  $f(\rho^*)$  et de donner l'expression finale suivante de la densité adimensionnelle de sites de nucléation :

$$n^* = 2,16 \cdot 10^{-7} (\rho^*)^{-3.12} (1 + 0,0049\rho^*)^{4.13} R_c^{*-4.4} \quad (V.20)$$

Les données expérimentales utilisées par Kocamustafaogullari & Ishii (figure V.1-7) sont celles de Treshchev (1969).

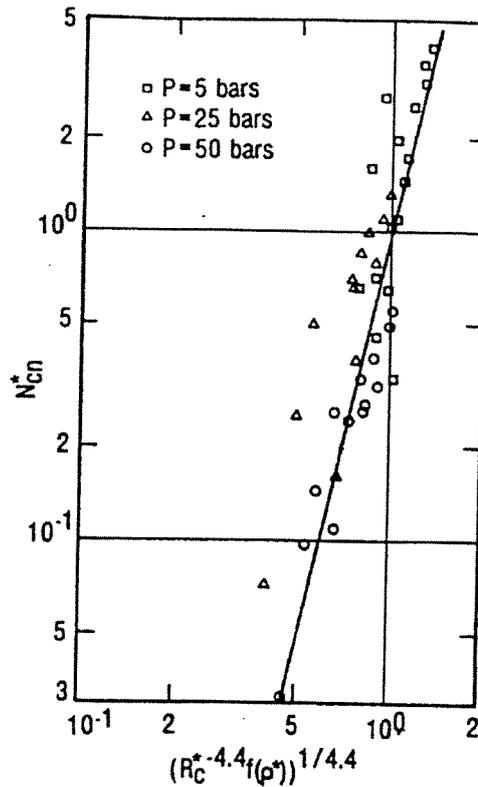


Figure V.1-7 : Comparaison des densités de sites de nucléation calculées avec les résultats expérimentaux de Treshchev (1969).

Zeng & Klausner (1993) ont effectué une étude dans un canal rectangulaire horizontal parcouru par un écoulement *laminaire* et *saturé*. Ils ont observé le détachement et le départ de bulles en ébullition convective sur une paroi en pyrex avec des flux de 10-25 kW/m<sup>2</sup>. Le fluide est du R-113 à 1.4 bar, à la température de saturation, la vitesse massique variant de 125 à 290 kg/m<sup>2</sup>s et la densité de flux thermique de 14 à 23 kW/m<sup>2</sup>.

Les auteurs montrent qu'effectivement un rayon critique  $R_c$  tel que celui utilisé par Eddington & Kenning ou Kocamustafaogullari & Ishii est très important pour modéliser la densité de sites de nucléation mais qu'également, celle-ci est fortement dépendante de la densité de flux thermique, de la vitesse massique (en contradiction avec les observations de Treshchev, 1969), bien évidemment de la température de saturation, mais également, *et de façon très surprenante*, de la vitesse de la phase vapeur. Les auteurs concluent que le rayon critique  $R_c$  n'est pas suffisant pour corréliser la densité de sites de nucléation et que les corrélations développées pour l'ébullition en vase et basées sur un rayon critique  $R_c$  ne sont pas applicables aux écoulements en ébullition convective. Les auteurs ne proposent pas de modèles et montrent qu'il semble difficile de modéliser correctement la densité de sites de nucléation.

Zudin (1998) propose de calculer la densité de site de nucléation par l'expression suivante :

$$n = 10^{-5} \frac{L(\lambda \rho_g)^{3/2} (\Delta T_{\text{sat}})^4}{\sigma^3 \nu^{0.5} T_{\text{sat}}^{5/2}} \quad (\text{V.21})$$

où  $n$  est en  $\text{J}^{2.5} \text{Kg}^{-2.5} \text{m}^{-7}$  et où  $\nu$  est la viscosité cinématique de la phase liquide.

*L'auteur donne très peu de précisions sur l'élaboration de ce modèle dans son article. Il semble que les seules comparaisons menées par Zudin l'aient été à pression atmosphérique. De plus, cette corrélation n'est pas dimensionnellement homogène. Pour ces raisons nous ne la conseillons pas.*

### Synthèse

Aucun travail récent sur la densité de sites de nucléation ne conduit à une modélisation pertinente quel que soit le fluide. Le modèle utilisé dans le code ASTRID n'est certainement pas parfait, cependant il n'existe guère d'autres modèles plus appropriés dans la littérature. Il serait éventuellement intéressant de compléter le modèle de Kocamustafaogullari & Ishii par des éléments issus des observations de Zeng & Klausner.

### V.1.3.2. Fréquence de détachement $f$

Les sites de nucléation émettent des bulles à une certaine fréquence qui peut varier d'un site à l'autre. La fréquence de détachement se trouve être l'inverse de la somme du temps de croissance des bulles attachées à la paroi et des périodes d'attente entre le départ d'une bulle et l'initiation du début de croissance de la suivante. Cette période d'attente est difficile à prédire car elle dépend de la formation d'une nouvelle couche limite thermique et des caractéristiques de nucléation d'un site. Elle sera étudiée au paragraphe V.1.3.3.

Plusieurs auteurs ont proposé des corrélations permettant d'évaluer la fréquence de détachement mais pour la plupart en ébullition en vase.

Le corrélation implantée dans le code ASTRID est celle de Cole (1960) vérifiée par Ceumern-Lindenstjerna (1977) :

$$f\sqrt{D_d} = \sqrt{\frac{4g(\rho_l - \rho_g)}{3\rho_l}} \quad (\text{V.22})$$

Cole propose cette corrélation à la suite d'une étude expérimentale d'ébullition en vase où la fréquence de détachement ainsi que le diamètre des bulles au détachement sont obtenus par observation photographique.

Ceumern-Lindensjtjerna a comparé avec succès ses résultats expérimentaux avec cette corrélation en particulier pour de l'eau à des pressions de 1 à 8 bar.

#### *Autres études réalisées*

**Jakob (1958)** observe expérimentalement lors de l'ébullition en vase que le produit de la fréquence de détachement et du diamètre est constant.

$$fD_d = \text{constante}$$

Cette observation est confirmée par **Zuber (1963)** qui évalue la fréquence de détachement par la relation suivante :

$$fD_d = 0.59 \left[ \frac{\sigma g (\rho_l - \rho_g)}{\rho_l^2} \right]^{1/4} \quad (\text{V.23})$$

*Cette corrélation nous semble plus physique que celle de Cole (vérifiée également par Ceumern-Lindensjtjerna) car elle fait intervenir la tension superficielle  $\sigma$ .*

Les valeurs de  $fD_d$  prédites par la relation (V.23) ont été comparées à des valeurs expérimentales pour l'ébullition en vase d'eau, de  $\text{CCl}_4$  et de méthanol (figure V.1-8).

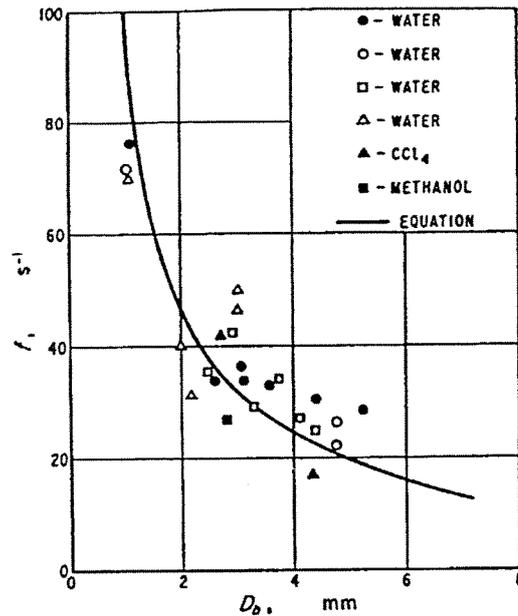


Figure V.1-8 : Relation entre le fréquence d'émission des bulles et le diamètre des bulles au détachement (d'après Zuber, 1963)

Tolubinsky & Kostanchuk (1970) ont mesuré l'effet de la sous-saturation sur la fréquence de détachement des bulles pour des écoulements bouillants sous-saturés d'eau. Les résultats de leur expériences montrent que la fréquence de détachement est fonction de la sous-saturation :

$$f \propto (\Delta T_{\text{sub}})^{0.56} \quad (\text{V.24})$$

Leurs essais ont couvert une gamme de pression de 1 à 10 bar.

### Synthèse

Il apparaît donc que peu de travaux ont été réalisés sur ce paramètre et que l'utilisation d'une corrélation ou d'une autre ne peut être recommandée.

#### V.1.3.3. Temps d'attente $t_q$

Le temps d'attente entre deux bulles successives issues d'un site a été peu étudié, notamment en ébullition convective. La connaissance du temps d'attente entre deux bulles,

jointe à celle du temps de croissance permet de déterminer la fréquence du site de nucléation. Dans le code de calcul ASTRID, le temps d'attente entre bulles est donné par l'expression suivante :

$$t_q = \frac{1}{f} \quad (V.25)$$

ce qui revient à négliger le temps de croissance d'une bulle devant le temps d'attente entre deux bulles. D'après la relation (V.1-24) :

$$t_q = \frac{1}{\sqrt{\frac{4g(\rho_l - \rho_g)}{3D_d\rho_l}}} \quad (V.26)$$

### Synthèse

A notre connaissance il n'existe aucun résultat sur ce temps d'attente. Très récemment, Thorncroft et al. (1998) ont montré en examinant leurs essais pour des écoulements de FC-87 à pression atmosphérique et pour des vitesses massiques variant de 190 à 666 kg/m<sup>2</sup>s et des densités de flux thermique variant de 1.3 à 14.6 kW/m<sup>2</sup>, que le temps d'attente tendait à décroître avec la densité de flux thermique.

#### V.1.3.4. Diamètre des bulles au détachement $D_d$

De nombreux travaux ont été réalisés sur l'étude du diamètre de détachement des bulles en ébullition en vase mais peu de travaux similaires ont été menés dans le cas des écoulements bouillants. Les études récentes (Klausner et al., 1993) tendent à montrer que les corrélations développées pour l'ébullition en vase ne s'appliquent pas bien aux écoulements bouillants. La corrélation implantée dans le code ASTRID est issue des travaux de Unal (1976) car elle a été développée dans les gammes de fonctionnement des REP.

Unal (1976) propose l'expression dimensionnelle suivante pour le diamètre de détachement des bulles :

$$D_d = 2.4210^{-5} p^{0.709} \frac{a}{\sqrt{b\phi}} \quad (V.27)$$

où P est en Pascal et les termes a, b et  $\varphi$  sont définis par les relations suivantes :

$$a \hat{=} \frac{(T_w - T_{sat})\lambda}{2\rho_v L \sqrt{\pi a_1}} \quad (V.28)$$

$$b \hat{=} \frac{(T_{sat} - T_m)}{2\left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_l}\right)} \quad (V.29)$$

où a est en  $m/s^{0.5}$  et b en  $^{\circ}C$ .

$$\varphi = \max \left\{ \left( \frac{v_m}{v_0} \right)^{0.47} ; 1 \right\} \quad (V.30)$$

où  $v_m$  est la vitesse liquide du mélange dans une section droite et  $v_0 = 0,61 \text{ ms}^{-1}$ .

*Dans le cas des calculs ASTRID, les valeurs ( $T_m$ ,  $v_m$ ) seront calculées dans la cellule  $\delta$ , et non pas dans la section droite. Il s'agit donc dans ASTRID de valeurs locales alors qu'Unal utilise des valeurs moyennées dans la section droite. Il faudrait donc procéder à une intégration du profil de vitesse dans le code pour être vraiment cohérent avec la définition de cette corrélation.*

Cette corrélation nécessite l'utilisation d'une autre corrélation du même auteur pour évaluer la surchauffe pariétale :

$$T_w - T_{sat} = 0.013 \frac{LP_r^{1.7}}{c_{pl}} \left( \frac{\phi - h(T_{sat} - T_m)}{L\mu} \right)^{1/3} \left( \frac{\rho_l - \rho_v}{\sigma} g \right)^{-1/6} \quad (V.31)$$

où L est la chaleur de vaporisation,  $\sigma$  la tension interfaciale,  $T_m$  la température moyenne du mélange et  $\mu$  la viscosité cinématique. D'après March (1999) le modèle de Unal donne des résultats intéressants d'un point de vue qualitatif. En effet, les tendances d'évolution de la taille des bulles en fonction des paramètres thermohydrauliques prédites par ce modèle sont bien en accord avec celles observées par l'auteur. En revanche les valeurs calculées sont généralement inférieures à celles mesurées.

Le modèle de Unal est qualifié en régime sous-saturé : on constate que le diamètre des bulles tend vers l'infini lorsque la température au point  $\delta$  tend vers la température de saturation. Pour résoudre ce problème, Borée et al (1992) ont proposé, à partir d'une analyse physique, une modification du modèle de Unal pour appliquer le modèle dans le code ASTRID. Les auteurs proposent les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} b \hat{=} \frac{(T_{\text{sat}} - T_{\delta})}{2\left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_l}\right)} \quad \text{si } St < 0.0065 \\ b \hat{=} \frac{1}{2\left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_l}\right)} \left( \frac{\phi}{0.0065 \rho_l c_{pl} v_{\delta}} \right) \quad \text{si } St > 0.0065 \end{array} \right. \quad (\text{V.32})$$

où le nombre de Stanton  $St$  est défini par la relation suivante :

$$St \hat{=} \frac{\phi}{\rho_l c_{pl} v_{\delta} (T_{\text{sat}} - T_l)} \quad (\text{V.33})$$

*Cette modification apportée par Borée et al. permet de tenir compte du fait que l'écoulement peut être saturé (donc que  $T_m$  ou  $T_{\delta}$  soient égales à la température de saturation) mais que l'on puisse toujours définir un diamètre de bulle  $D_d$  (sans que  $b$  devienne nul et que  $D_d$  ne tende donc pas vers une valeur infinie).*

La corrélation d'Unal a un très large domaine de validité en pression (1 à 177 bar) et en flux (0.47 à 10.64 MW/m<sup>2</sup>), pour des sous-saturations de 3 à 84 K. Elle apparaît comme un modèle bien corrélé expérimentalement mais elle est dimensionnelle et n'a été établie que pour l'eau.

*Néanmoins, il a pu être récemment vérifié que lors des simulations, les valeurs données par le modèle de Unal sur les diamètres de détachement des bulles étaient totalement cohérents avec les diamètres expérimentaux (Chapitre I). A titre d'exemple, pour un cas où le diamètre de détachement expérimental semble être de l'ordre de 250  $\mu\text{m}$ , le modèle de Unal fournit des diamètres de l'ordre de 350  $\mu\text{m}$ .*

### *Autres études réalisées*

Levy (1967) propose un modèle, donnant le diamètre de détachement de bulle, découlant d'un bilan de forces agissant sur une bulle grossissante. Le diamètre de détachement est donné par l'expression suivante :

$$D_d = 0.015 \left[ \frac{\sigma D}{\tau_w} \right]^{1/2} \quad (\text{V.34})$$

où  $\tau_w$  est la contrainte de frottement à la paroi et D le diamètre de la conduite.

*Il est troublant que Levy fasse intervenir le diamètre de la conduite dans son modèle alors que le diamètre de détachement des bulles est régi par des phénomènes locaux.*

La constante 0.015 a été obtenue expérimentalement par Levy par comparaison avec les données de Bettis (Griffith et al., 1958) et BMI (Egen et al., 1957). La contrainte à la paroi peut être évaluée de la façon suivante :

$$\tau_w = \frac{f_{ls} G^2}{2\rho_l} \quad (\text{V.35})$$

où  $f_{ls}$  est le facteur de frottement correspondant à une rugosité relative de  $\varepsilon/D$  égale à  $10^{-4}$  (tubes lisses) et calculé par la corrélation de Waggener (1961) :

$$f_{ls} = 0.00138 \left( 1 + \left[ 20000(\varepsilon / D) + 10^6 / \text{Re} \right]^{1/3} \right) \quad (\text{V.36})$$

où Re est le nombre de Reynolds défini par :

$$\text{Re} \hat{=} \frac{GD}{\mu} \quad (\text{V.37})$$

Ce modèle a été qualifié pour de l'eau s'écoulant dans un tube de 12.7 mm de diamètre soumis à un flux thermique n'excédant pas 1890 kW/m<sup>2</sup> et pour des vitesses massiques variant de 136 à 1360 kg/m<sup>2</sup>s et des pressions variant de 0,4 à 13,8 MPa. *20w p. 16 / 10 Pa*

**Serizawa (1979)** à partir de données d'écoulements sous-saturés d'eau de la littérature propose la relation empirique dimensionnelle suivante :

$$D_d = \psi_s \exp[-k_1(T_{\text{sat}} - T_1) - k_2\phi] \quad (\text{V.38})$$

où  $k_1$ ,  $k_2$  et  $\psi_s$  sont des fonctions empiriques dépendantes de la vitesse massique, de la densité de flux thermique de la section de passage de l'écoulement et des propriétés du fluide. Cette corrélation semble difficilement exploitable.

**Bibeau (1993)** mentionne que Farajisarir (1993) a analysé des photographies et a obtenu la corrélation suivante pour le diamètre maximum des bulles (qui n'est pas forcément le diamètre de détachement comme l'admet Bibeau) dans des écoulements à faible pression et faibles vitesses :

$$\frac{D_{\text{max}\sigma}}{\rho_l a_1^2} = 1.10^{10} \text{Ja}_w^{-1.65} \left( \frac{T_w - T_l}{T_w - T_{\text{sat}}} \right) \quad (\text{V.39})$$

où  $\text{Ja}_w$  est le nombre de Jakob basé sur la température de surchauffe de la paroi.

**Zeng et al. (1993)** proposent un modèle de prédiction de diamètre de détachement d'une bulle isolée dans le cas d'écoulements convectifs saturés (horizontal et laminaire) de R 113 sur une surface chauffante en nichrome. Ce modèle utilise un bilan de forces similaire à celui proposé par Klausner *et al.* (1993). Ce modèle utilise le bilan de forces simplifiée suivant :

$$\vec{F}_s + \vec{F}_a + \vec{F}_c + \vec{F}_t + \vec{F}_l \approx \vec{0} \quad (\text{V.40})$$

avec :  $F_c$  : force liée à la croissance de la bulle,

$F_t$  : force de traînée (parallèle à l'écoulement moyen),

$F_l$  : force de portance (perpendiculaire à l'écoulement moyen).

$F_s$  : force de tension superficielle intégrée sur la ligne triple

$F_a$  : force due a la composante hydrostatique de la pression (Archimède)

Ces différentes forces sont exprimées par des relations faisant intervenir le diamètre de bulle. Ainsi, considérant une bulle de vapeur attachée sur son site, l'équation du bilan de quantité de mouvement projetée parallèlement et perpendiculairement à la paroi permet de déterminer respectivement la taille de la bulle au détachement et au départ vers le cœur de l'écoulement (lift-off). Pour le cas des écoulements verticaux ascendants, les auteurs notent que la vitesse de la bulle étant supérieure à la vitesse moyenne du liquide, la force de portance sera dirigée vers la paroi. Ils avancent alors que seule la turbulence (bouffées turbulentes) pourra provoquer le départ d'une bulle. En exprimant analytiquement toutes les forces et en résolvant numériquement ce système, les auteurs déterminent le diamètre de détachement d'une bulle. Leurs résultats numériques sont en accord avec leurs résultats expérimentaux.

*Cette méthode semble intéressante car les auteurs concluent en une bonne concordance avec leurs résultats expérimentaux. Cependant leur méthode est applicable pour un écoulement horizontal, laminaire et surtout pour une bulle isolée. Elle sera donc difficilement extrapolable aux écoulements qui nous concernent.*

#### **V.1.4. Conclusion**

Cette analyse critique a montré que les modèles et les corrélations constituant le modèle d'ébullition du code ASTRID (Tableau V.1-1) semblaient les plus adaptés compte tenu de l'état des connaissances.

Néanmoins, il serait intéressant de tester les corrélations dont la sensibilité au calcul peut s'avérer significative, telles que la corrélation donnant la densité de sites de nucléation.

Dans une analyse de sensibilité réalisée par Mimouni *et al.* (1997), l'influence de la densité de sites de nucléation a été étudiée. Les auteurs ont fait varier ce paramètre en le multipliant ou en le divisant par 10 lors de la simulation d'écoulement bouillants en conduite annulaire. Les seules constatations des auteurs sont que le taux de vide augmente légèrement en sortie et que la convergence est moins bonne. Le flux d'ébullition garde la même allure que pour le cas de référence. Finalement, les auteurs concluent que cette stabilité vis à vis de la densité de sites de nucléation provient de l'existence d'une boucle de retour à travers la température de paroi. En pratique, ils observent que les différentes variables du modèle de Unal ( $D$ ,  $f$ ,  $T_w$ ) s'ajustent de telle sorte que l'on obtienne toujours la même densité de flux total transmis (si  $n$  augmente, le diamètre de détachement aussi, mais la fréquence et la température diminuent), ce qui semble normal puisque cette densité de flux total est imposée.

Grandeur physique	Notation	Modèle utilisé	Commentaires
Densité de sites de nucléation	$n$	Modèle de Kurul & Podowski Relation (V.9)	Ce modèle nous semble très hasardeux aux vues des remarques mentionnées
Diamètre des bulles au détachement	$D_d$	Modèle de Unal Relations (V.28 à V.34)	Acceptable après modification de Borée et al. Ce modèle semble applicable au R12
Fréquence de détachement	$f$	Modèle de Cole Relation (V.24)	Modèle de Zuber (V.23) à tester car il nous semble plus physique
Temps d'attente	$t_q$	Modèle de Ceumern-Lindenstjerna relation (V.28)	/

**Tableau V.1-1 : Résumé des corrélations employées dans le modèle d'ébullition implanté dans le code ASTRID**

Si la température de paroi est plus faible (en réalité) cela veut sans doute dire que le flux transmis par convection monophasique liquide et le flux de trempé sont plus faibles. Cela implique par exemple que le flux d'évaporation doit être plus important où bien qu'il existe encore un autre mode de transmission de chaleur de la paroi vers le fluide. Par exemple pourquoi ne pas imaginer qu'une partie du flux soit transmise par convection monophasique gazeuse. On peut en effet penser que les bulles glissent le long de la paroi, cela ayant même été constaté par plusieurs auteurs dans certaines études récentes (Klausner et al, 1999) qui ont montré que le glissement des bulles *influence grandement le transfert de chaleur*. Au vu de la grande quantité de bulles présentes sur la paroi et glissant le long de celle-ci avant de se détacher et migrer vers le cœur de l'écoulement, il est fort envisageable d'avoir une quantité de chaleur non négligeable transmise par un quatrième processus de transmission de la chaleur : comme les bulles glissent sur la paroi c'est probablement qu'il existe un film liquide entre celle-ci et la paroi et il s'agirait donc d'une *convection de film liquide*. Nous pourrions alors imaginer qu'un quatrième terme vienne se rajouter au modèle proposé par Kurul & Podowski. Ce terme pourrait être modélisé de façon très simple dans un premier temps par analogie avec un terme de convection monophasique liquide ou de convection en film par exemple.

Nous pouvons également faire une remarque sur les termes définissant les surfaces affectées par la présence des bulles  $A_b$  ou par le liquide  $A_c$ . Ces deux termes dépendent également de la densité de sites de nucléation et du diamètre des bulles au détachement. Que dire alors de la pertinence de ces deux paramètres  $A_b$  et  $A_c$  qui dépendent eux-mêmes de paramètres perfectibles?

En conclusion, toutes ces remarques nous poussent à dire que le modèle d'ébullition implanté dans le code ASTRID présente certaines des bases nécessaires à l'évaluation des flux principaux de transmission de la chaleur. Cependant, nous pouvons affirmer qu'une analyse expérimentale détaillée des phénomènes de nucléation en paroi pourrait certainement améliorer les résultats des simulations.

## **V.2. Analyse de sensibilité au diamètre des bulles**

Nous avons vu que dans le code ASTRID le diamètre des bulles est imposé et uniforme. Cette solution semble efficace dans la mesure où les résultats fournis par les simulations sont cohérents avec les résultats expérimentaux lorsque le diamètre des bulles est judicieusement choisi c'est à dire qu'il correspond au diamètre moyen expérimental.

Mais qu'en est-il de la sensibilité des résultats à la valeur de ce diamètre?

Nous savons que cette dernière est importante pour la simulation des écoulements dispersés et surtout qu'elle varie fortement le long de l'écoulement comme nous avons pu le voir au chapitre I.

Afin de répondre à certaines des questions soulevées dans l'introduction de ce chapitre nous avons effectué les tests suivants : dans un premier temps et pour un cas bien défini nous avons fait varier le diamètre uniforme des bulles imposé dans le jeu de données et nous avons étudié la sensibilité des résultats.

Puis, nous nous sommes tout naturellement intéressé à l'utilisation des valeurs réelles des diamètres de bulles à imposer sur chaque point de maillage afin de rendre plus physique la simulation. Nous avons basé nos études sur les cas Deb3, Deb4, Deb7, Deb10, Deb17, Deb18 qui nous paraissent être les cas les plus pertinents de notre étude (chapitre IV).

### **V.2.1. Première approche : sensibilité à un diamètre imposé et uniforme**

Les cas Deb7 et Deb11 qui correspondent à des pressions distinctes donc à des diamètres de bulles relativement différents ont été simulés en faisant varier le diamètre des bulles.

Ainsi pour le cas Deb11, les diamètres imposés ont été de 200  $\mu\text{m}$  et 250  $\mu\text{m}$ . Pour le cas Deb7, nous avons choisi des diamètres de 600 et 800  $\mu\text{m}$ .

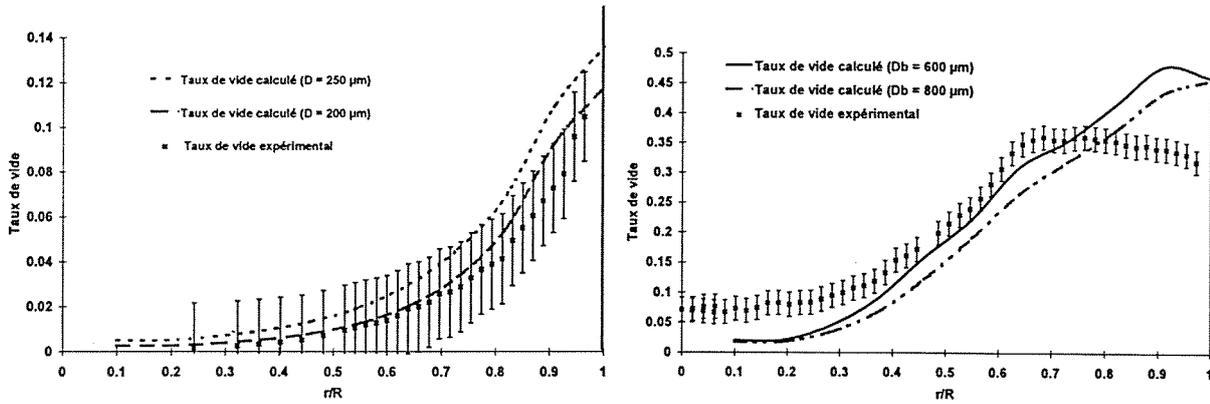


Figure V.2-1 : Comparaison des profils de taux de vide simulé au taux de vide expérimental.  
Influence du diamètre de bulles. Cas Deb11 et Deb7

Nous constatons sur ces deux cas et sur d'autres également que le diamètre des bulles influe sur les résultats et notamment sur ceux concernant le taux de vide (figure V.2-1). L'influence semble moins importante sur la température liquide (figure V.2-2). Bien que nous n'ayons pas de comparaison expérimentale pour la température liquide pour le cas Deb11, nous pouvons remarquer que la variation du diamètre de bulles n'a pas entraîné de grosses différences sur les résultats des calculs de températures liquides.

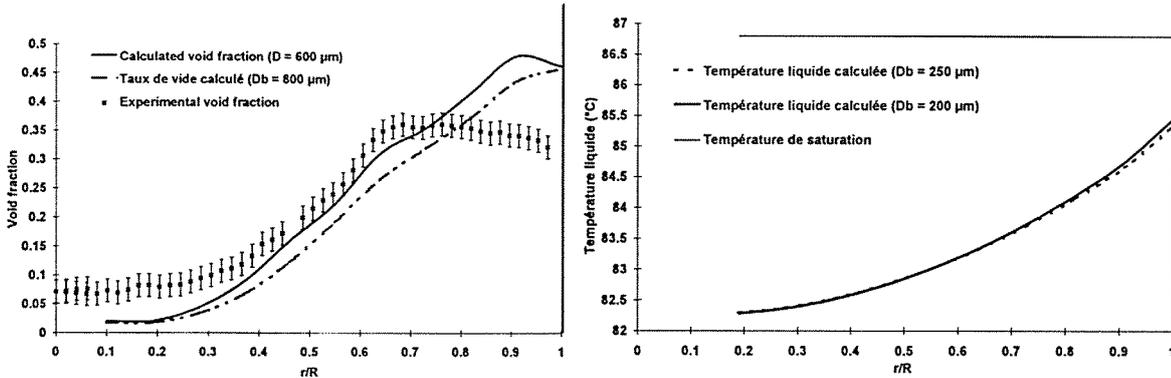


Figure V.2-2 : Comparaison des profils de température liquide aux résultats expérimentaux.  
Influence du diamètre de bulles. Cas Deb11 et Deb7.

Nous pouvons également observer que la variation du diamètre de bulle n'a pas entraîné de grosses modifications sur la vitesse du gaz (figure V.2-3). Il en va de même pour la vitesse du liquide (Fig.V.2-4)

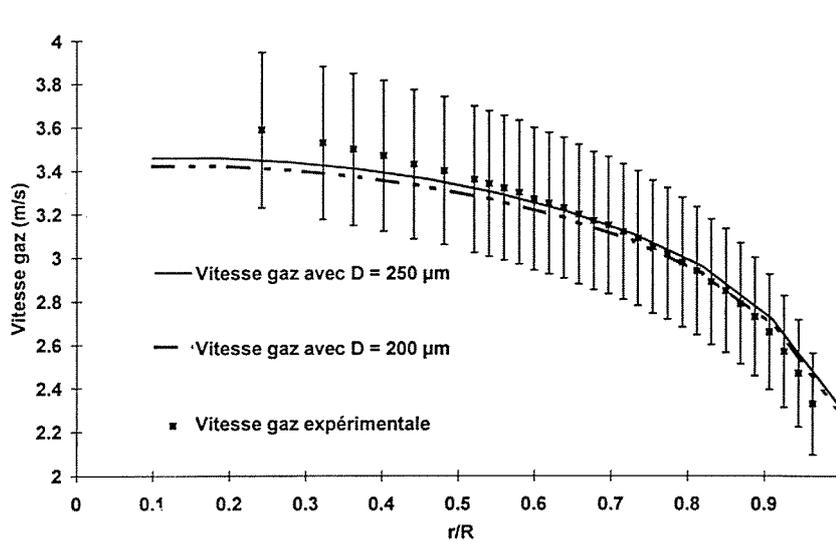


Figure V.2-3 : Comparaison des profils de vitesse gazeuse calculés.  
Influence du diamètre des bulles. Cas Deb11

Le diamètre des bulles est donc un paramètre dont l'influence s'avère être marquant notamment au niveau du taux de vide. Le choix du bon diamètre de bulle permet de retrouver correctement les résultats expérimentaux, ce qui bien évidemment est en première approche très satisfaisant. Mais qu'en est-il quand celui-ci n'est pas connu?

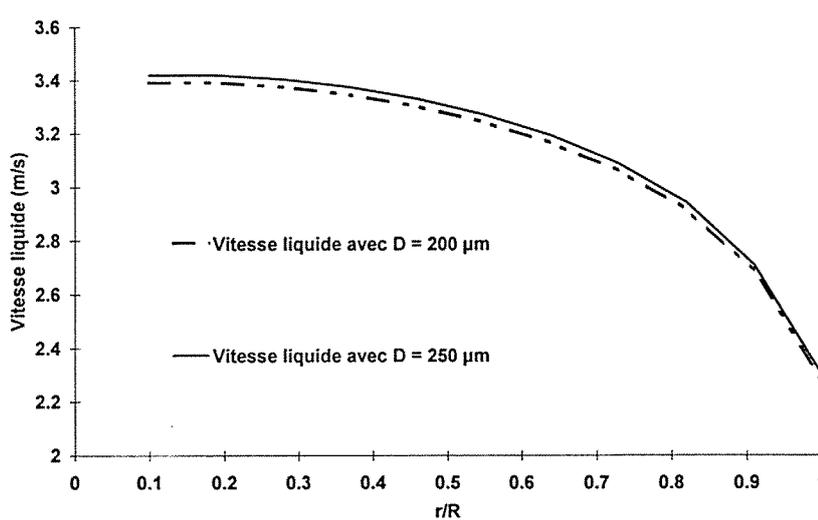


Figure V.2-4 : Comparaison des profils de vitesse liquide calculés.  
Influence du diamètre des bulles. Cas Deb11

## V.2.2. Deuxième approche : étude avec des profils de bulles réels

Nous avons décidé dans un deuxième temps d'imposer, non plus un diamètre constant se rapprochant du diamètre moyen expérimental, mais les véritables diamètres mesurés lors de l'étude expérimentale. Cependant, si nous voulons imposer les diamètres en chaque point du maillage, cela veut dire qu'il faut imposer 7293 diamètres. Or, s'il est aisé grâce à la banque de données de reporter les diamètres des bulles sur les 11 noeuds dans la direction radiale, en revanche en ce qui concerne la direction axiale les seules mesures réellement disponibles sont celles correspondant à la hauteur  $z = 3.485$  m.

Cependant, nous disposons dans la section de sortie de l'évolution des profils en fonction du titre thermodynamique. Comme nous l'avons vu au paragraphe I.1.2 cela revient à connaître l'évolution des profils transversaux le long du canal chauffant.

La figure V.2-5 représente schématiquement les domaines expérimental et simulé.

Afin de rester dans le domaine de validité du code évoqué au chapitre IV nous choisissons des cas où le titre thermodynamique en sortie est négatif ou faiblement positif. Comme la banque de données ne contient qu'une dizaine de profil mesurés pour des titres plus faibles que celui de sortie nous nous heurtons à un problème majeur puisqu'il nous faut fournir des valeurs de diamètre sur les 200 mailles couvrant toute la longueur du canal et procéder à de nombreuses interpolations. Or, nous constatons qu'il existe une importante zone monophasique dans laquelle le diamètre des bulles est censé être nul. Or lorsque nous renseignons le code avec des valeurs nulles, celui-ci ne peut converger.

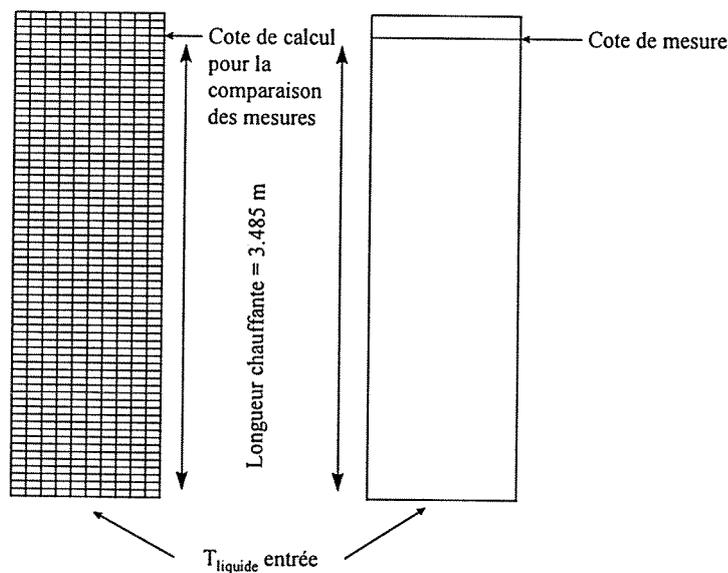
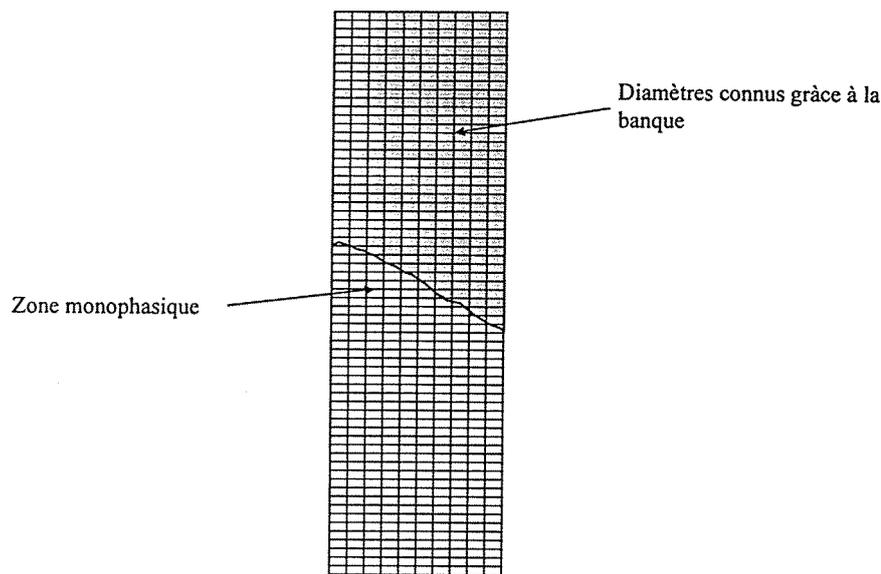


Figure V.2-5 : Représentation schématique du domaine simulé et du domaine expérimental

Prenons le cas Deb4 qui possède le titre thermodynamique en sortie le plus élevé et essayons de voir si les essais effectués avec des températures d'entrée inférieures permettent de retrouver les profils en chaque pas d'évolution en z. Pour une température de 66.6 °C, le titre correspondant  $x_{eq}$  est égale à -0.4. Or les premiers points de mesure effectués en sortie correspondent tous à des titres inférieurs à -0.2 c'est à dire à une température liquide d'entrée de 19.8 °C. Les noeuds auxquels il est possible d'affecter un diamètre de bulles grâce à la banque de données sont représentés à la figure V.2-6.



**Figure V.2-6 : Domaine de recouvrement entre les mesures expérimentales disponibles et le maillage utilisé pour les simulation**

Nous avons donc décidé non plus d'imposer le vrai diamètre en chaque noeud mais d'imposer le vrai profil mesuré en sortie en chaque pas d'espace en z. Cette méthode repose sur une approximation mais elle a le mérite de tester la réponse du code à un profil radial imposé, uniforme en z, de diamètre de bulles. Les résultats ont été surprenants et riche d'enseignements.

Ainsi, sur la figure V.2-7 présente les résultats des simulations réalisées avec le profil de bulle expérimental en les comparant avec les résultats des simulations réalisées avec un diamètre imposé uniforme et les résultats expérimentaux.

Les résultats des simulations sont alors plus proches des résultats expérimentaux notamment pour le taux de vide. En ce qui concerne les température liquide nous voyons que les modifications ont peu d'influence sur les résultats des calculs (Fig.V.2-8).

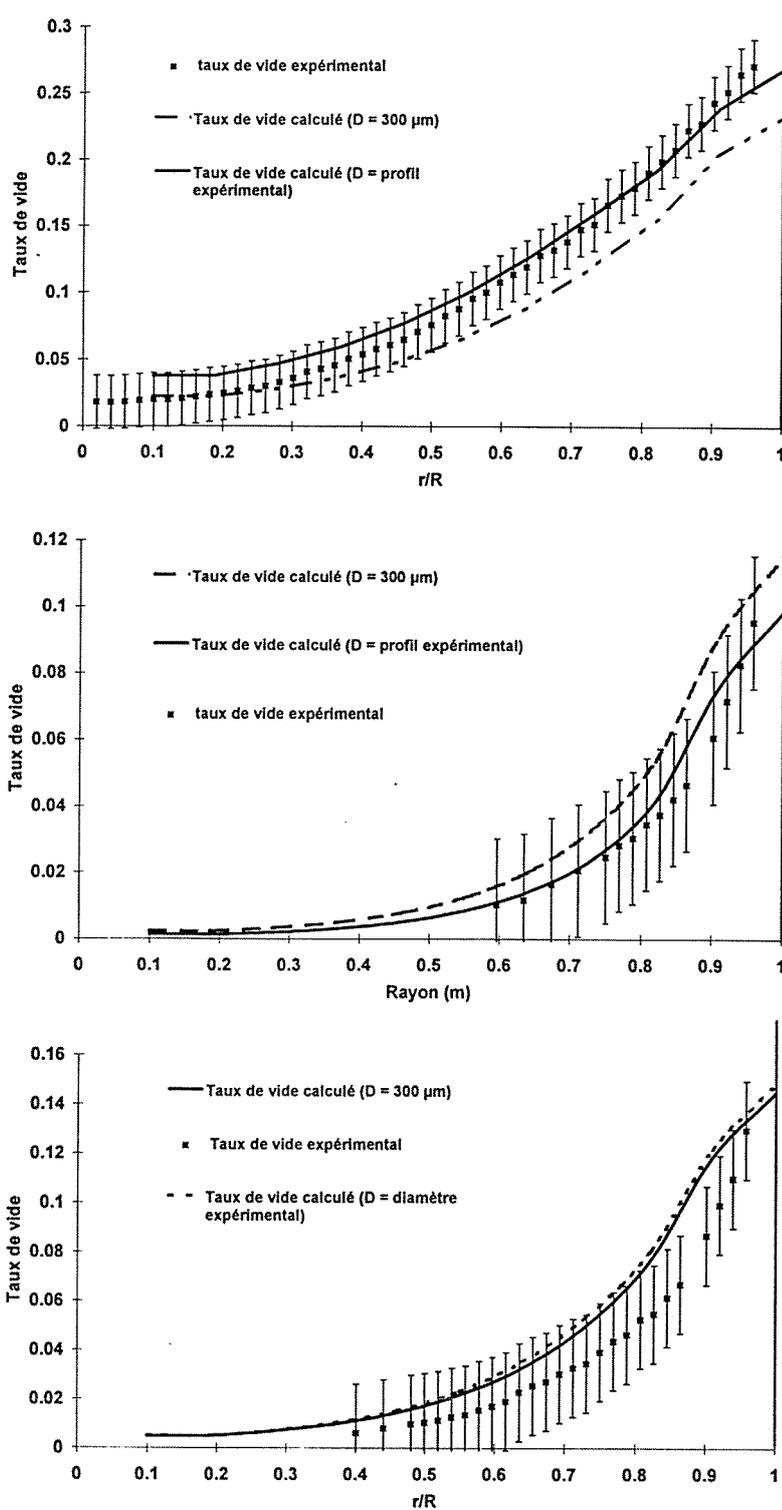


Figure V.2-7 : Comparaison du taux de vide simulé avec les résultats expérimentaux. Comparaisons entre les simulations réalisées avec un diamètre de bulles constant et le profil de diamètres expérimentales.

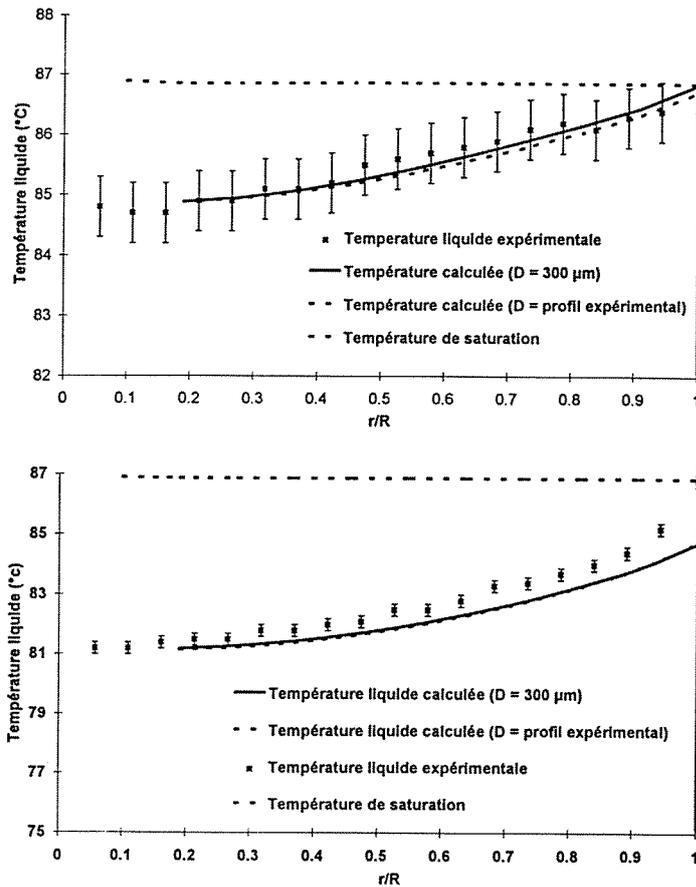


Figure V.2-8 : Comparaison des profils de température liquide aux résultats expérimentaux.  
Influence du diamètre de bulles. Cas Deb11 et Deb7

De même, les profils calculés des vitesses du gaz ou des vitesses du liquide n'ont pas été perturbés par l'introduction dans le jeu de donnée d'un profil expérimental de diamètre de bulles (Fig.V.2-9).

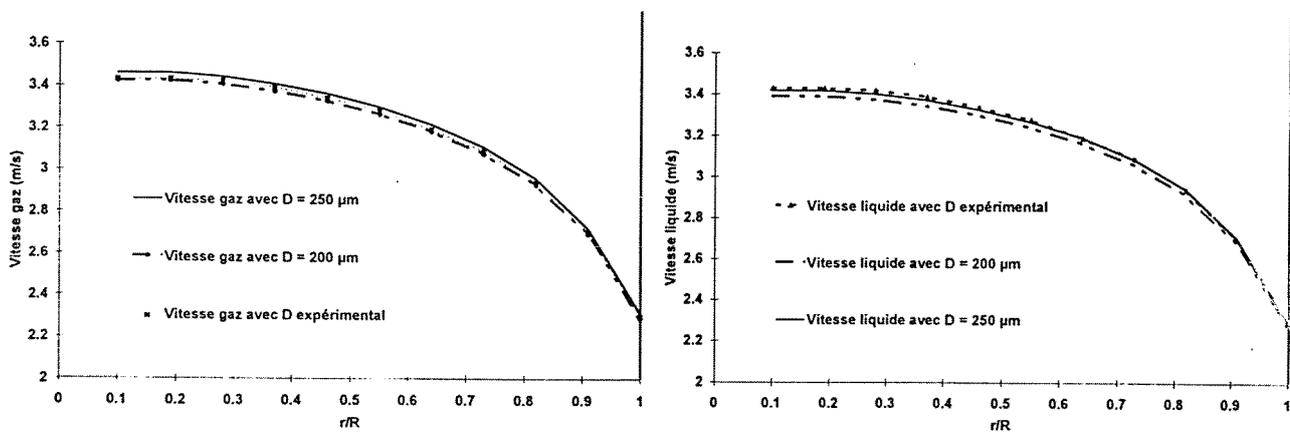


Figure V.2-9 : Comparaison des profils de vitesses gazeuses et liquides calculées.  
Influence du diamètre de bulles expérimental. Cas Deb11

La figure V.2-10 présente les comparaisons des résultats des simulations réalisées pour deux diamètres de bulle constants (200 et 250  $\mu\text{m}$ ) et le profil expérimental dont la plupart des valeurs du diamètre sont comprises entre 200 et 250  $\mu\text{m}$ . Les mêmes tendances sont retrouvées et nous pouvons en conclure que l'utilisation d'un profil de diamètre de bulles peut être envisageable pour donner plus de crédits aux simulations.

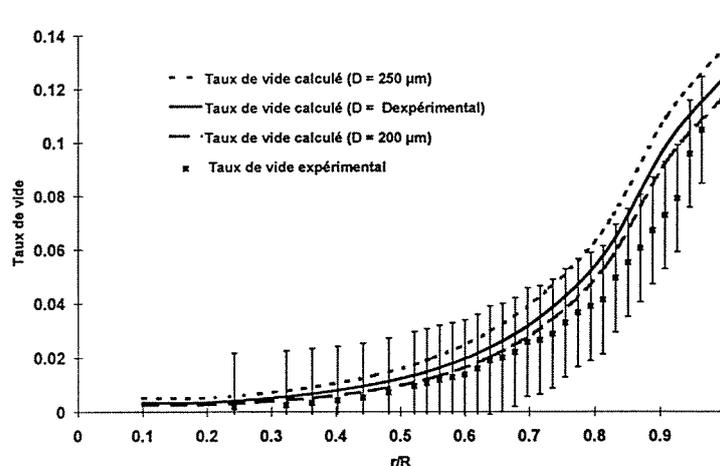


Figure V.2-10 : Comparaison du taux de vide simulé avec les résultats expérimentaux. Simulations réalisées avec le diamètre des bulles constants ( $D = 200 \mu\text{m}$  et  $D = 250 \mu\text{m}$ ) et le diamètre expérimental

*Pourtant il n'en reste pas moins que les progrès apportés par cette modification sont négligeables devant l'utilisation d'une corrélation monodimensionnelle donnant l'évolution d'un diamètre constant de bulle en fonction de la densité de flux et du titre par exemple.*

Nous voyons apparaître là un aspect intéressant de notre étude : s'il est vrai qu'un profil de diamètre bulle imposé permet dans tous les cas de retrouver aussi bien si ce n'est mieux les profils de taux de vide et de température liquide, en revanche, si un diamètre constant imposé est judicieusement choisi, les profils (taux de vide..) sont aussi très bien retrouvés. Quel est alors l'intérêt d'approfondir l'aspect multidimensionnel de l'évolution du diamètre des bulles si une simple corrélation d'évolution monodimensionnelle du diamètre de bulles en fonction de certains des paramètres thermohydrauliques est suffisante?

### V.2.3. Etude complémentaire de sensibilité

Pour clore cette étude sur l'influence du diamètre des bulles lors des simulations, nous avons procédé à deux autres séries de tests. Dans un premier temps, connaissant l'incertitude sur la

mesure du diamètre de bulle (soit  $\pm 15\%$ ), nous avons effectué deux calculs en imposant un profil de diamètre de bulle variant de  $+15\%$  et  $-15\%$ . Nous pouvons constater (Fig V.2-11) là aussi que l'influence de la valeur du diamètre est primordiale.

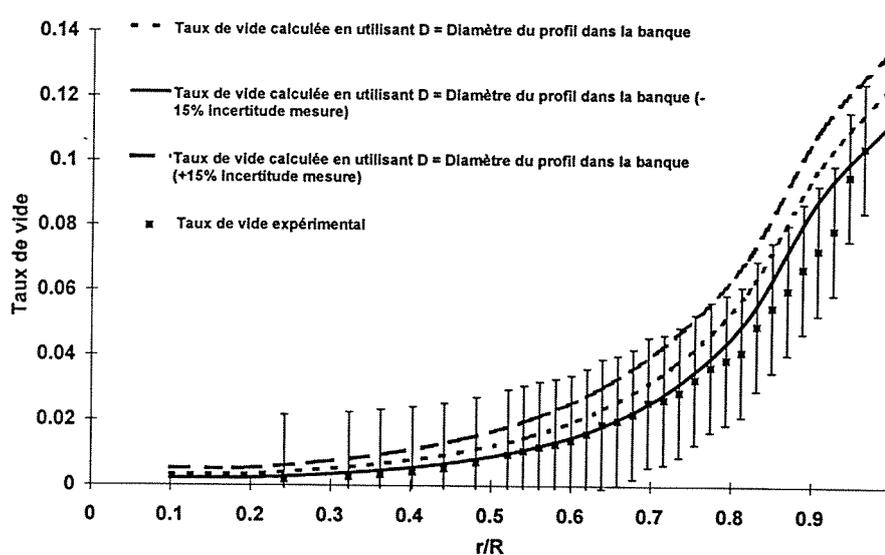


Figure V.2-11 : Comparaison du taux de vide simulé en utilisant l'incertitude de mesure sur les diamètres de bulles.

Enfin nous avons imposé différents diamètres de bulles : le premier correspondant au diamètre moyen estimé a priori, le deuxième correspondant au diamètre moyen calculé à partir du profil expérimental, le troisième diamètre correspondant à un profil linéaire sur le rayon de la conduite dont la valeur moyenne serait égale au diamètre moyen expérimental, et enfin le profil expérimental. Les résultats de ces simulations sont reportés sur la figure V.2-12.

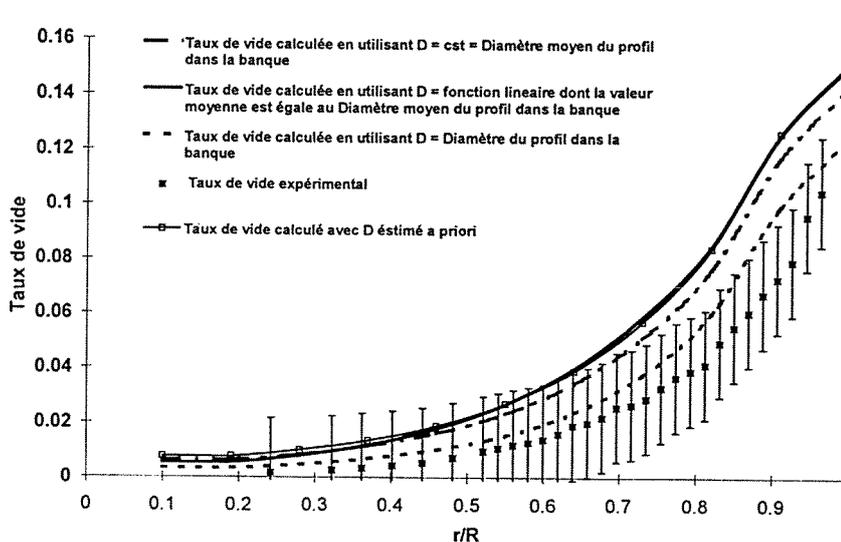


Figure V.2-12 : Comparaison du taux de vide simulé en utilisant différents diamètres représentatifs

Une fois de plus, nous avons constaté que le diamètre des bulles influence bien les résultats des simulations. Quel que soit le diamètre choisi ou le profil imposé, les différences sont assez marquées notamment sur le taux de vide.

### V.3. Conclusions

Nous avons vu dans ce chapitre que certains points qui nous paraissaient délicats dans notre première approche du code ASTRID se sont effectivement révélés douteux.

Tout d'abord *le modèle d'ébullition*, qui dans une première approche semblait pertinent, a montré ses limites. En effet, la relative fragilité des corrélations utilisées nous poussent à croire que plusieurs améliorations sont envisageables. Nous ne pouvons qu'insister sur la nécessité d'études expérimentales qui conduiraient à une meilleure connaissance des phénomènes de nucléation en paroi et à l'amélioration des modèles de densité de sites de nucléation, de diamètres de détachement des bulles et de fréquence de détachement. Enfin une observation plus fine du comportement des bulles en paroi pourrait également apporter des améliorations sur l'ensemble du modèle. Si effectivement, comme le suggère Klausner et al. (1999), les bulles glissent sur la paroi et contribuent à augmenter le transfert de chaleur il faudra tenir compte de ce phénomène. Cela pourra éventuellement permettre d'une part de mieux retrouver la température de paroi et d'autre part de mieux modéliser les poids respectifs de chacun des termes constituant le modèle d'ébullition en paroi. De plus, l'introduction d'un glissement des bulles à la paroi remettrait en cause les fondements du modèle : l'interaction entre sites ne pourrait plus être négligé, aussi bien au niveau de leur activation que de leur densité.

De plus, nous avons montré que le *diamètre des bulles* influe de façon importante sur les résultats des simulations. Cependant, nous sommes conscients de la difficulté d'étudier avec efficacité ce paramètre. Aussi la solution adoptée pour le moment paraît efficace. Les résultats des simulations ne sont pas en mauvais accord avec les résultats expérimentaux. Cependant, nous pensons qu'une représentation plus fine de l'évolution du diamètre des bulles pourrait permettre une amélioration quantitative des résultats. Cette amélioration passe éventuellement par l'introduction d'une équation d'aire interfaciale qui permet non seulement d'évaluer le diamètre de bulle mais également l'aire de la surface par laquelle se font les échanges de masse et d'énergie. Cela nous a conduit tout naturellement à étudier les possibilités et les avantages de l'introduction d'une équation de transport d'aire interfaciale.



# Chapitre VI

## Introduction d'une équation d'aire interfaciale volumique pour les écoulements bouillants

<b>VI.1. RAPPELS ET DÉFINITIONS DE L'AIRES INTERFACIALE VOLUMIQUE.....</b>	<b>218</b>
VI.1.1. AIRES INTERFACIALES VOLUMIQUES GLOBALE ET LOCALE.....	218
VI.1.2. AIRE INTERFACIALE VOLUMIQUE LOCALE STATISTIQUE .....	220
VI.1.3. EQUATION D'AIRES INTERFACIALE VOLUMIQUES BASÉES SUR LA DÉFINITION STATISTIQUE .....	221
<b>VI.2. EXPRESSION DES TERMES SOURCE/PUITS D'AIRES INTERFACIALE.....</b>	<b>223</b>
VI.2.1. MODÉLISATION DES PHÉNOMÈNES DE COALESCENCE .....	223
<i>VI.2.1.1. Fréquence volumique de collision.....</i>	<i>224</i>
<i>VI.2.1.2. Efficacité de coalescence.....</i>	<i>231</i>
VI.2.2. MODÉLISATION DES PHÉNOMÈNES DE FRACTIONNEMENT .....	237
<i>VI.2.2.1. Fréquence de collision.....</i>	<i>238</i>
<i>VI.2.2.2. Efficacité de fractionnement.....</i>	<i>239</i>
VI.2.3. CHANGEMENT DE PHASE.....	241
<b>VI.3. CONCLUSIONS.....</b>	<b>242</b>
<b>VI.4. APPLICATION AUX CAS DES ÉCOULEMENTS BOUILLANTS SATURÉS. ....</b>	<b>242</b>
VI.4.1. MÉTHODE 1 .....	242
VI.4.2. MÉTHODE 2 .....	246
<i>VI.4.2.1. Rappels des travaux d'Hibiki &amp; Ishii (1999).....</i>	<i>246</i>
<i>VI.4.2.2. Application aux écoulements bouillants : modélisation monodimensionnelle.....</i>	<i>249</i>
<i>VI.4.2.3. Application aux écoulements bouillants : modélisation bidimensionnelle.....</i>	<i>256</i>
<b>VI.5. CONCLUSIONS.....</b>	<b>260</b>



Dans le cadre de l'étude et de la simulation numérique des écoulements bouillants sous-saturés, un point obscur a particulièrement retenu notre attention : les codes de calculs actuels ne prennent pas en compte de façon précise le diamètre des bulles de vapeur donc l'aire interfaciale, grandeur très importante dans la modélisation des écoulements diphasiques puisqu'elle représente la surface par laquelle se font tous les transferts de masse et d'énergie ainsi qu'une partie des transferts de quantité de mouvement au sein de l'écoulement.

A ce jour, le code ASTRID ne prend en compte qu'un diamètre de bulle constant estimé en fonction des valeurs expérimentales. Nous nous intéresserons donc à l'élaboration d'une équation d'aire interfaciale en nous appuyant sur les travaux théoriques antérieurs et sur les données expérimentales obtenues sur la boucle DEBORA.

L'aire interfaciale volumique est une grandeur qui apparaît naturellement dans certains termes de transferts interfaciaux après avoir défini les moyennes aux interfaces. Cette aire interfaciale locale est inconnue et doit faire l'objet d'une relation de fermeture qui peut, pour des écoulements dispersés, s'exprimer sous la forme d'une équation de bilan souvent appelée équation de transport.

Ishii (1975) proposa, sans la démontrer, l'équation de transport suivante :

$$\frac{\partial a_i}{\partial t} + \text{div}(a_i \vec{v}_i) = \phi_{ai} \quad (\text{VI.1})$$

où  $v_i$  désigne la vitesse de convection de l'aire interfaciale volumique locale  $a_i$  et  $\phi_{ai}$  un terme source tenant compte des phénomènes physiques pouvant créer ou détruire de l'interface (coalescence, fragmentation, nucléation, recondensation, étirement). Des modèles doivent être proposés pour ces deux quantités. Concernant les modèles décrivant le terme source, nous nous intéresserons plus particulièrement aux phénomènes de coalescence et de fragmentation ainsi qu'aux variations d'aire interfaciale par changement de phase.

De nombreux auteurs ont étudié la forme de l'équation (VI.1) (Stuhmiller et al., 1983 ; Coutris, 1993 ; Kalkach-Navarro et al., 1994 ; Kocamustafaogullari & Ishii, 1995 ; Blahak & Städtke, 1996; Morel *et al.*, 1999). Parmi ces auteurs certains ont tenté de la démontrer plus ou moins rigoureusement, d'autres l'ont testée sans la justifier. Les auteurs qui ont apporté une justification théorique à cette équation ne le font pas tous de la même façon, et ne partent pas tous de la même définition. Il existe en effet plusieurs manières de définir l'aire

interfaciale volumique. Certaines définitions sont rigoureuses et ont une signification physique alors que d'autres définitions semblent plus floues.

Après avoir rappelé les différentes définitions de l'aire interfaciale volumique et les phénomènes physiques pouvant créer ou détruire l'aire interfaciale, nous allons nous intéresser à l'établissement d'une équation d'aire interfaciale volumique locale *statistique* en écoulement bouillant. Nous nous appuyerons sur des travaux antérieurs et sur la banque de données DEBORA qui comporte des valeurs locales sur l'aire interfaciale afin de proposer des pistes de modélisation.

## VI.1. Rappels et définitions de l'aire interfaciale volumique

### VI.1.1. Aires interfaciales volumiques globale et locale

Considérons un tronçon de conduite de volume  $V$  limité par la paroi et deux sections droites fixes  $A_1$  et  $A_2$  (Fig.I.1-1). A chaque instant  $t$ , le volume  $V$  contient un certain nombre d'interfaces, dont l'aire totale est égale à  $A_i(t)$ . L'*aire interfaciale volumique globale* est une grandeur instantanée définie sur le volume  $V$  par la relation suivante (Delhaye, 1976) :

$$\Gamma(t) \triangleq \frac{A_i(t)}{V} \quad (VI.2)$$

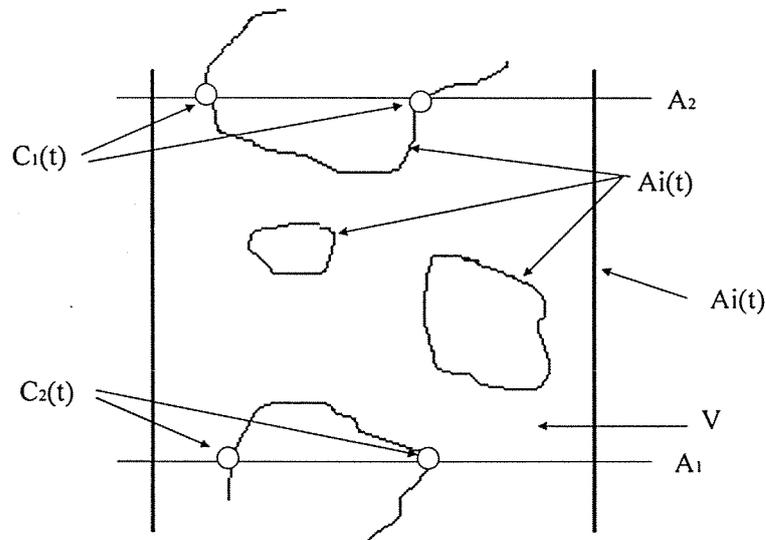


Figure I.1-1: aire interfaciale volumique globale

Considérons maintenant un point fixe dans l'espace de coordonnées (x, y, z), pendant un intervalle de temps  $[t_0 - T/2, t_0 + T/2]$ . Pendant cet intervalle de temps, le point (x, y, z) voit passer un certain nombre d'interfaces supposées constamment en mouvement. Chacune de ces interfaces est une surface géométrique définie par son équation :

$$F(x, y, z, t) = 0 \quad (\text{VI.3})$$

Le vecteur unitaire normal à la surface est donné par la relation :

$$\vec{n} = \frac{\nabla F}{|\nabla F|} \quad (\text{VI.4})$$

tandis que la vitesse de déplacement d'un point de la surface s'écrit :

$$\vec{v}_i \cdot \vec{n} = -\frac{\partial F / \partial t}{|\nabla F|} \quad (\text{VI.5})$$

On peut alors construire la somme des inverses des valeurs absolues des vitesses de déplacement des différentes interfaces passant par le point considéré pendant l'intervalle de temps  $[T]$ . On obtient ainsi  $T$  fois l'*aire interfaciale volumique locale* (Ishii, 1975 ; Delhay, 1976) :

$$a_i(x, y, z, t) \hat{=} \frac{1}{T} \sum_J \frac{1}{|\vec{v}_i \cdot \vec{n}_J|} \quad (\text{VI.6})$$

où la somme sur l'indice  $J$  désigne la somme sur toutes les interfaces passant par le point (x, y, z) pendant l'intervalle de temps  $[T]$ .

*L'aire interfaciale volumique locale (Eq.VI.6) est définie sur l'intervalle de temps  $[T]$ . Ce n'est donc pas une quantité instantanée et elle ne peut varier que sur une échelle de temps supérieure à  $T$ .*

*Remarquons que la définition (VI.6) conduit directement sous certaines hypothèses à la relation (I.12) qui permet de déterminer expérimentalement l'aire interfaciale locale à l'aide d'une bi-sonde :*

$$a_i(r) = \frac{4v(r)}{v_g(r)}$$

Les deux aires interfaciales définies par les équations (VI.2) et (VI.6) ne sont pas indépendantes puisque elle sont reliés entre elles par la relation (Delhay, 1976) :

$$\bar{\Gamma} \equiv \langle a_i \rangle_3 \quad (VI.7)$$

où le signe  $\bar{\quad}$  désigne la moyenne sur l'intervalle de temps [T] :

$$\bar{\Gamma} \hat{=} \frac{1}{T} \int_{[T]} \Gamma(t) dt \quad (VI.8)$$

et où la notation  $\langle \rangle_3$  désigne la moyenne spatiale sur le volume V :

$$\langle a_i \rangle_3 \hat{=} \frac{1}{V} \int_V a_i(\bar{x}) dv \quad (VI.9)$$

### VI.1.2. Aire interfaciale volumique locale statistique

La notion d'*aire interfaciale volumique locale statistique* est celle utilisée par la plupart des auteurs dans l'équation de transport d'aire interfaciale volumique. Cette notion n'a en fait de sens que pour des écoulements dispersés et ne peut donc pas être utilisée pour les écoulements à phases séparées.

*Cependant, dans le cadre de notre étude, ce type de définition reste très bien approprié.*

Considérons un écoulement dispersé à *bulles*, qui s'applique donc parfaitement aux cas des écoulements bouillants sous-saturés. La phase dispersée est constituée d'une population d'inclusions que l'on peut caractériser par certaines de leurs propriétés (taille, vitesse...). Ces propriétés sont appelées *coordonnées de phase interne* (Achard, 1978).

On définit la fonction de distribution des inclusions  $f(\xi_1 \dots \xi_n, x, y, z, t)$ , où  $\xi_1 \dots \xi_n$  désignent les coordonnées de phase interne de la manière suivante :  $f(\xi_1 \dots \xi_n, x, y, z) d\xi_1 \dots d\xi_n dx dy dz$  désigne le nombre probable d'inclusions dont les centres à l'instant  $t$  sont situés dans l'élément de volume  $dx dy dz$  autour du point  $(x, y, z)$  et de coordonnées de phase interne comprise entre  $(\xi_1 \dots \xi_n)$  et  $(\xi_1 + d\xi_n \dots \xi_1 + d\xi_n)$  (Achard, 1978 ; Simonin *et al.*, 1996).

L'aire interfaciale volumique locale *statistique* est alors définie comme un moment statistique particulier de la fonction de distribution  $f$  :

$$a_i(\bar{x}, t) \hat{=} \int_{\Omega} A_i(\bar{\xi}) f(\bar{\xi}, \bar{x}, t) d\bar{\xi} \quad (\text{VI.10})$$

où  $A_i(\bar{\xi})$  désigne l'aire interfaciale d'une inclusion caractérisée par un vecteur de coordonnées de phase interne  $\bar{\xi}$  et où  $\Omega$  désigne l'espace de variation des coordonnées de phase interne.

Par exemple, si l'on suppose que les inclusions sont sphériques et que la seule coordonnée de phase interne retenue est le volume  $V$ , l'aire interfaciale volumique s'écrit :

$$a_i(\bar{x}, t) \hat{=} (36\pi)^{\frac{1}{3}} \int_0^{\infty} V^{\frac{2}{3}} f(V, \bar{x}, t) dV \quad (\text{VI.11})$$

Cette définition a été utilisée par différents auteurs (Guido-Lavalle & Clausse, 1991 ; Navarro-Valenti *et al.*, 1991 ; Kalkach-Navarro *et al.*, 1994 ; Guido-Lavalle *et al.*, 1994, Kocamustafaogullari & Ishii, 1995).

Nous nous intéresserons dans la suite de nos travaux à ce type d'approche statistique de l'établissement de l'équation de transport d'aire interfaciale volumique.

### **VI.1.3. Equation d'aire interfaciale volumiques basées sur la définition statistique**

Lors de l'étude d'écoulements à phases dispersées, certains auteurs établissent une équation d'aire interfaciale volumique en utilisant une description statistique de la phase dispersée (Achard , 1978). La méthode consiste à écrire une équation de transport (équation de type Liouville) pour la fonction de distribution des inclusions constituant la phase dispersée. L'aire interfaciale volumique locale statistique est un moment statistique particulier de la fonction de distribution (VI.10) dont l'équation de transport peut être obtenue en prenant le même moment statistique de l'équation de Liouville pour la fonction de distribution.

L'équation de Liouville pour la fonction de distribution  $f(\xi, x, t)$  a été rigoureusement établie par Achard (1978). Elle s'écrit, dans le cas de  $n$  coordonnées de phase interne :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \text{div} \left[ f \vec{\dot{x}}(\vec{\xi}, \vec{x}, t) \right] + \sum_{j=1}^n \frac{\partial f \xi_j}{\partial \xi_j} = h(\vec{\xi}, \vec{x}, t) \quad (\text{VI.12})$$

où  $\vec{\dot{x}}(\vec{\xi}, \vec{x}, t)$  désigne la vitesse d'une inclusion caractérisée par un vecteur de coordonnées de phase interne  $\xi$  au point  $x$  à l'instant  $t$ ,  $\dot{\xi}_j$  désigne la variation temporelle de la  $j^{\text{ème}}$  coordonnées de phase interne mesurée le long de la trajectoire de l'inclusion et  $h(\vec{\xi}, \vec{x}, t)$  désigne un terme source d'inclusions de coordonnées de phase interne  $\xi$  au point  $x$  à l'instant  $t$  dû aux collisions.

Dans la plupart des études, les inclusions sont supposées sphériques et sont caractérisées uniquement par leur volume  $V$ . L'aire interfaciale volumique statistique est alors définie par la relation (VI.11) et l'équation (VI.12) se simplifie de la manière suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \text{div} \left[ f \vec{\dot{V}}(V, \vec{x}, t) \right] + \sum_{j=1}^n \frac{\partial f V_j}{\partial V_j} = h(V, \vec{x}, t) \quad (\text{VI.13})$$

où  $\dot{V}$  désigne la variation temporelle du volume  $V$  mesurée le long de la trajectoire de l'inclusion. En écoulement à bulles, cette variation de volume peut être due à la compressibilité et la dilatabilité du gaz à l'intérieur des bulles et/ou au changement d'état à la surface des bulles. Le terme  $h(V, \vec{x}, t)$  traduit les effets de la coalescence et de la fragmentation des inclusions.

D'après la définition (VI.11), l'équation de transport d'aire interfaciale volumique statistique peut être obtenue en multipliant l'équation de Liouville (VI.13) par  $(36\pi)^{1/3} V^{2/3}$  et en intégrant sur la plage de variation de volume  $V$ .

Kocamustafaogullari & Ishii (1995) ont obtenu l'équation de transport d'aire interfaciale à partir du modèle statistique. Les auteurs ont ainsi obtenu une équation de transport de la densité du nombre de particules fluide pour des particules ayant un volume  $V$ . L'équation de transport de la concentration d'aire interfaciale pour des particules ayant un volume  $V$  est obtenue en multipliant l'équation de transport de la densité du nombre de particules fluide ayant un volume  $V$  par l'aire interfaciale moyennée des particules ayant un volume  $V$ . Les auteurs établissent ainsi une équation de transport d'aire interfaciale moyennée sur toutes les tailles de particules en intégrant l'équation du volume minimal au volume maximal possible des particules. L'équation résultante incluant les termes sources et puits dus aux interactions entre particules, au changement de phase, s'écrit (Wu *et al.*, 1998; Hibiki & Ishii, 1999) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_i}{\partial t} + \nabla \cdot (a_i \vec{v}_i) &= 12\pi \left( \frac{\alpha}{a_i} \right)^2 \left[ \sum_j \phi_j + \phi_{\text{phase}} \right] + \left( \frac{2a_i}{3\alpha} \right) \left[ \frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{v}_i \alpha) \right] \\ &= \sum_j \Phi_j + \Phi_{\text{phase}} + \Phi_{\text{pression}} \end{aligned} \quad (\text{VI.14})$$

où  $a_i$  est la concentration d'aire interfaciale,  $t$  le temps,  $v_i$  une vitesse interfaciale à préciser,  $\alpha$  le taux de vide,  $\Phi_j$  le taux de changement d'aire interfaciale dû aux mécanismes de coalescence ou de fractionnement,  $\Phi_{\text{phase}}$  le taux de changement d'aire interfaciale dû au changement de phase (recondensation, nucléation) et  $\Phi_{\text{pression}}$  le taux de changement d'aire interfaciale dû aux variations de pression le long de l'écoulement. Les termes  $\phi_j$  représentent les nombres de coalescence ou de fractionnement par unité de volume et par unité de temps.

Dans la suite de nos travaux nous nous intéresserons particulièrement à cette formulation de l'équation d'aire interfaciale. Nous allons notamment décrire les modèles de fractionnement  $\phi_{\text{bu}}$  et de coalescence  $\phi_{\text{coll}}$  proposés par les auteurs. Puis nous élargirons notre présentation aux autres modélisations de ces termes proposées dans la littérature. De plus, nous nous intéresserons aux termes de variation d'aire interfaciale dû au changement de phase  $\phi_{\text{phase}}$ .

## VI.2. Expression des termes source/puits d'aire interfaciale

L'approche la plus simple consiste à supposer que les phénomènes de fragmentation et de coalescence sont *binaires*, c'est à dire qu'un événement de coalescence ne concerne que deux inclusions, et qu'une inclusion qui se fragmente ne donnera que deux fragments (Navarro-Valenti *et al.*, 1991 ; Kalkach-Navarro *et al.*, 1994 ; Guido-Lavalle *et al.*, 1994).

### VI.2.1. Modélisation des phénomènes de coalescence

Comme nous venons de le voir, la plupart des auteurs supposent qu'un événement de coalescence ne met en jeu que deux bulles à la fois. La réalité est cependant plus complexe. La coalescence met parfois en jeu un grand nombre de bulles regroupées en agrégats. Des agrégats de bulles ont été observés par exemple par Park *et al.* (1994) en écoulement huile-air et par Grossetête (1995) en écoulement eau-air.

La coalescence de seulement deux bulles est déjà un phénomène complexe mettant en jeu trois étapes successives (Berne, 1983 ; Prince & Blanch, 1990 ; Pujet, 1995) :

- deux bulles se rencontrent en piégeant un film liquide entre elles, c'est l'étape de *collision*,
- le film liquide s'amincit progressivement par les effets de capillarité, c'est l'étape de *drainage du film*,
- lorsqu'il atteint un épaisseur critique, située entre 10 et 100 nm, le film liquide disparaît de façon quasi instantanée, c'est l'étape de *coalescence*.

Parmi ces trois étapes, seules les deux premières conditionnent le taux de coalescence puisque l'on admet que la troisième étape est quasi instantanée. La structure générale des modèles de coalescence est alors la suivante (Pujet, 1995 ; Kocamustafaogullari & Ishii, 1995) :

$$\phi_{\text{coll}} = f_{\text{coll}}(d_1, d_2)\eta(d_1, d_2) \quad (\text{VI.15})$$

où  $f_{\text{coll}}(d_1, d_2)$  désigne la fréquence volumique de collision de deux bulles de diamètre  $d_1$  et  $d_2$  (souvent appelé à tort fréquence) et  $\eta(d_1, d_2)$  l'efficacité de coalescence de ces deux bulles, c'est à dire la probabilité que les deux bulles coalescent après s'être rencontrées. Différents modèles sont alors proposés dans la littérature pour exprimer les grandeurs  $f_{\text{coll}}$  et  $\eta$ .

#### VI.2.1.1. Fréquence volumique de collision

Les modèles proposés pour la fréquence volumique de collision  $f_{\text{coll}}$  dépendent de l'origine des collisions :

- collisions par agitation turbulente (Prince & Blanch, 1990 ; Pujet, 1995 ; Kocamustafaogullari & Ishii, 1995),
- collisions par écart de vitesse relative liées aux écarts entre les tailles des différentes bulles (Prince & Blanch, 1990),
- collisions créées par aspiration des bulles dans les sillages d'autres bulles (Bilicki & Kestin, 1987, Zun *et al.*, 1993),
- collisions dues aux gradients de vitesses moyennes, en particulier dans les zones proches de la paroi ( Prince & Blanch, 1990 ; Zun *et al.*, 1993 ; Kocamustafaogullari & Ishii, 1995).

Ces différents modes de collision sont illustrés sur la figure VI.2-1.

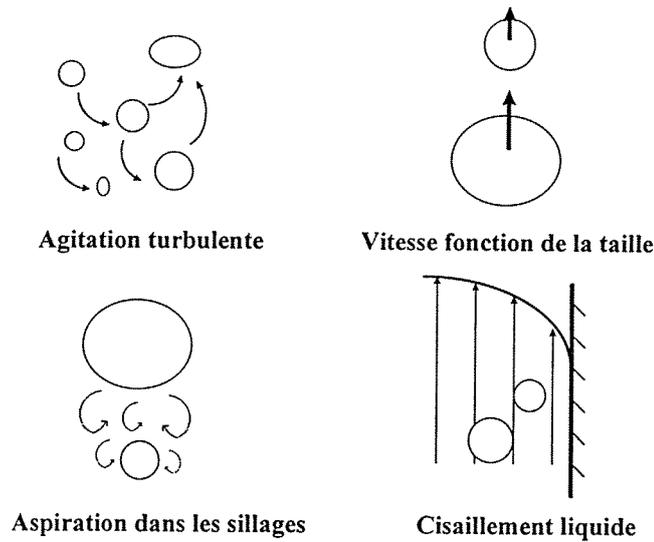


Figure VI.2-1: Mécanismes de collisions

Pour chacun de ces modes de collisions, les différents modèles proposés dans la littérature vont être décrits.

#### *a. Agitation turbulente*

Vis-à-vis de la coalescence, la turbulence joue un rôle primordial et a deux effets contradictoires (Berne, 1983). La turbulence existant dans la phase liquide favorise la coalescence en provoquant des collisions entre bulles. Ce premier effet de la turbulence est donc à prendre en compte pour modéliser *la fréquence volumique de collision*. Par contre, durant la seconde étape, le drainage du film liquide, la turbulence peut empêcher la coalescence en séparant les deux bulles qu'elle avait fait se rencontrer. Ce second effet de la turbulence ralentit donc la coalescence, et doit être pris en compte dans la modélisation de *l'efficacité de coalescence*.

**Prince & Blanch (1990)** ont proposé le modèle suivant pour la fréquence volumique de collision d'origine turbulente  $f_{\text{coll}}^T$  :

$$f_{\text{coll}}^T(d_1, d_2) = n_1 n_2 S_{12} \left( V_1^{T^2} + V_2^{T^2} \right)^{1/2} \quad (\text{VI.16})$$

où  $n_1$  et  $n_2$  désignent les concentrations volumiques des bulles de taille 1 et 2 respectivement et  $S_{12}$  désigne la section efficace de collisions entre les bulles de diamètre  $d_1$  et  $d_2$  donnée par la relation suivante :

$$S_{12} = \frac{\pi}{16}(d_1 + d_2)^2 \quad (\text{VI.17})$$

$S_{12}$  représente en fait la surface du cercle de diamètre  $(d_1 + d_2)/2$ , distance entre les centres des bulles au moment de la collision.  $V_1^T$  et  $V_2^T$  représentent les vitesses caractéristiques des tourbillons ayant une dimension voisine de celles des bulles. Prince & Blanch émettent les deux hypothèses suivante :

- la turbulence de la phase liquide est isotrope,
- la taille des bulles doit être située dans la zone inertielle du spectre de turbulence.

Prince & Blanch estiment que seuls les tourbillons dont la taille est voisine de celles des bulles sont responsables des collisions entre ces bulles. Les auteurs avancent que les tourbillons beaucoup plus petits que les bulles n'ont pas assez d'énergie pour les déplacer et que les tourbillons beaucoup plus grands que les bulles ne font que déplacer celles-ci par paquets, sans provoquer de mouvements relatifs entre elles et donc *a priori* de collisions. Chacune des vitesses turbulentes de la relation (VI.16) est exprimée en fonction de la taille de la bulle correspondante et du taux de dissipation de la turbulence liquide par la relation suivante (Rotta, 1972) :

$$V_i^T = 1.4(\varepsilon_i d_i)^{1/3} \quad i = 1, 2 \quad (\text{VI.18})$$

où  $\varepsilon_i$  est le taux de dissipation d'énergie par unité de masse dont le calcul n'est pas précisé par les auteurs. Les auteurs utilisent des diamètres de bulles issues d'une analyse statistique de leur écoulement. Ils obtiennent ainsi une probabilité de classe de diamètre et appliquent leur modèle à cette distribution.

**Pujet (1995)** ne retient que la turbulence comme source possible de collisions. Il considère également une monodispersion de bulles, c'est à dire qu'en un point donné, toutes les bulles ont le même diamètre  $d$ . Pujet (1995) exprime alors la fréquence de collisions turbulente par la relation suivante :

$$f_{\text{coll}}^T(d) = n_1 n_2 \sqrt{\frac{4\pi}{3}} V^T d^2 \quad (\text{VI.19})$$

où la vitesse de collisions turbulente  $V^T$  est donnée par la même relation (VI.18) que celle utilisée par Prince & Blanch (1990). Mis à part la constante numérique en facteur qui est différente, les modèles de Prince & Blanch et de Pujet sont identiques dans le cas d'une monodispersion.

**Kocamustafaogullari & Ishii (1995)** proposent un modèle légèrement différent pour la fréquence de collisions par agitation turbulente dans une dispersion liquide-liquide :

$$f_{\text{coll}}^T(d_1, d_2) = 0.618(d_1 + d_2)^3 (\varepsilon_1 / \nu_1)^{1/2} \quad (\text{VI.20})$$

quels que soient  $d_1$  et  $d_2$ . Aucune précision n'est donnée par les auteurs sur la détermination du taux de dissipation de la turbulence  $\varepsilon_1$  de la phase continue.

**Blahak & Städtke (1996)** propose de prendre une fréquence volumique de collision turbulente basée sur une analogie avec la théorie des collisions de particules dans les gaz :

$$f_{\text{coll}}^T = \frac{36\sqrt{2}}{\pi} \frac{v_{\text{turb}} \alpha^2}{d^4} \frac{1}{1-2\alpha} \quad \text{avec } \alpha < 0.5 \quad (\text{VI.21})$$

où  $v_{\text{turb}}$  représente la vitesse turbulente. Dans le cas d'une turbulence isotrope et dans la zone inertielle du spectre, la vitesse turbulente peut être estimée par la relation suivante (Rotta, 1972) :

$$v_{\text{turb}} = c_1 \sqrt[3]{\varepsilon_1 d} \quad (\text{VI.22})$$

avec un facteur  $c_1$  de l'ordre de 1. Finalement, la relation (VI.21) peut s'écrire sous la forme suivante :

$$f_{\text{coll}}^T = C \frac{36\sqrt{2}}{\pi} \frac{\alpha^2 \varepsilon_1^{1/3}}{d^{11/3}} \frac{1}{1-2\alpha} \quad (\text{VI.23})$$

où C est une constante. Le diamètre des bulles d correspond au diamètre obtenu par les auteurs lors de leurs expériences dans une colonne à bulles. Cette relation est en fait similaire à celle proposée par Prince & Blanch. Le taux de dissipation d'énergie par unité de masse est estimé en multipliant la force de traînée sur les bulles par la différence de vitesse relative entre les bulles et la phase liquide. Ce taux de dissipation d'énergie est donné par la relation suivante :

$$\varepsilon_l = c \frac{|v_g - v_l|}{\rho_m} \bar{F}_{\text{traînée}} \quad (\text{VI.24})$$

où c est une constante et  $\bar{F}_{\text{traînée}}$  la force de traînée autour d'une bulle isolée est déterminée par la relation :

$$\bar{F}_{\text{traînée}} = C_d A \frac{\rho_l}{2} (v_g - v_l)^2 \quad (\text{VI.25})$$

où A est la section de passage et  $C_d$  le coefficient de traînée estimé suivant les conditions d'écoulement autour de la bulle. Finalement, les auteurs expriment le taux de dissipation d'énergie par unité de masse par la relation suivante :

$$\varepsilon_l = c \frac{C_w \rho_l}{8 \rho_m} |v_g - v_l|^3 \quad (\text{VI.26})$$

Enfin, **Hibiki & Ishii (1999)** proposent un modèle, développé en vue de l'utilisation de la relation (VI.14), permettant de donner la fréquence de collision induite par la turbulence de la phase liquide. Afin d'estimer la fréquence de collision, et comme de nombreux auteurs auparavant, Hibiki & Ishii estiment que les bulles se comportent comme des molécules d'un gaz idéal (Coulaloglou & Tavlarides, 1978). La fréquence volumique de collision turbulente  $f_{\text{coll}}^T$  est alors donnée par l'expression suivante :

$$f_{\text{coll}}^T = \Gamma_1 \frac{\alpha^2 \varepsilon^{1/3}}{d_b^{11/3} (\alpha_{\text{max}} - \alpha)} \quad (\text{VI.27})$$

où  $\Gamma_1$  est une constante ajustable. Le taux de dissipation d'énergie turbulente  $\varepsilon_l$  est simplement obtenu à partir d'une équation d'énergie mécanique (Kocamustafaogullari *et al.*, 1994) donnée par la relation suivante :

$$\varepsilon_1 = \frac{\langle j \rangle}{\rho_m} \left( -\frac{dP}{dz} \right)_F \quad (\text{VI.28})$$

où  $j$  est la vitesse débitante du mélange et  $\rho_m$  la masse volumique du mélange. La fréquence de collision augmente vers l'infini lorsque le taux de vide atteint le taux de vide maximum  $\alpha_{\max}$  calculé dans les conditions d'empilement compact égal à 0.8. Cette expression est en fait similaire à celle proposée par Blahak & Stadke  la constante numérique près. Les auteurs ont ajuste cette constante grâce  leurs résultats expérimentaux obtenus dans écoulements  bulles eau-air dans un tube vertical (Hibiki et al., 1998a, 1998,b). Hibiki & Ishii proposent de prendre  $\Gamma_1 = 0.188$ .

### *b. Ecart de vitesse relative*

Une seconde cause de collisions provient des écarts de vitesse relative existant entre les bulles de taille différentes. Prince & Blanch (1990) expriment la fréquence de collisions due  ce second phénomène de la façon suivante :

$$f_{\text{coll}}^g = n_1 n_2 S_{12} (V_1^r - V_2^r) \quad (\text{VI.29})$$

où  $n_1$  et  $n_2$  sont toujours les concentrations volumique de particule de taille 1 et 2 respectivement.  $V_1^r$  et  $V_2^r$  désignent les vitesses d'ascension des bulles de diamètre  $d_1$  et  $d_2$  respectivement et  $S_{12}$  désigne toujours la section efficace de collision donnée par la relation (VI.17). La vitesse relative de chaque bulle peut ˆtre reliée  son diamètre, Prince & Blanch (1990) reprennent une expression de la vitesse d'ascension due  Clift *et al.* (1978) qui est une relation couvrant la plupart des domaines industriels opérant dans des régimes turbulents :

$$V^r = (2.14\sigma / \rho_1 d + 0.505gd)^{1/2} \quad (\text{VI.30})$$

où  $\sigma$  désigne la tension superficielle.

### *c. Gradients de vitesse*

Prince & Blanch (1990), Zun *et al.* (1993), qui simulent le comportement de bulles injectées dans un écoulement turbulent, ainsi que Kocamustafaogullari & Ishii (1995) considèrent également les gradients de vitesse liquide comme source possible de collisions entre les bulles. Une bulle située dans une région de l'écoulement où la vitesse est élevée peut

ratrapper une autre bulle située dans une région voisine où la vitesse est plus basse et entrer en collisions avec cette dernière si la surface de recouvrement entre ces deux bulles est non nulle. Prince & Blanch ainsi que Kocamustafaogullari & Ishii retiennent la formulation suivante pour la fréquence de collision due aux gradients de vitesse moyenne :

$$f_{\text{coll}}^{\nabla} = n_1 n_2 A (d_1 + d_2)^3 \left| \frac{d\overline{w}_1}{dr} \right| \quad (\text{VI.31})$$

où  $\left| \frac{d\overline{w}_1}{dr} \right|$  désigne le gradient radial de vitesse moyenne axiale du liquide. Le coefficient numérique A diffère suivant les auteurs. Prince & Blanch (1990) retiennent la valeur 0,166 pour A alors que Kocamustafaogullari & Ishii (1995) proposent 1,366. Ces facteurs sont en fait issus de considérations géométriques non précisés par les auteurs quant à leur origines.

*Ce modèle (VI.36) n'a de sens que si la taille caractéristique des bulles est très inférieure à la largeur de la zone de gradient de vitesse liquide.*

#### **d. Aspiration dans les sillages**

Lorsqu'une bulle entre dans le sillage d'une autre bulle la précédant, elle est accélérée et peut alors entrer en collision avec celle-ci. Peu de modèles ont été proposés pour la fréquence de collisions par ce mécanisme d'aspiration de bulles dans les sillages d'autres bulles. Cependant, Bilicki & Kestin (1987) proposent un critère pour la transition écoulement à bulles/écoulements à poche en supposant que la coalescence des bulles n'est due qu'à l'effet des sillages. Par ailleurs, Zun *et al.* (1993) effectuent des simulations numériques euleriennes/lagrangiennes d'écoulement à bulles dans lesquelles l'effet d'aspiration des sillages est pris en compte dans leur modèle de coalescence des bulles.

A notre connaissance, les seuls auteurs à proposer une modélisation physique pertinente de ce phénomène dans des écoulements eau-air sont Hibiki & Ishii (1999) qui proposent la modélisation suivante :

$$f_{\text{coll}}^{\text{wake}} = \Gamma_2 \frac{\alpha}{d} n (v_g - v_l) \quad (\text{VI.32})$$

où  $\Gamma_2$  devient la nouvelle constante ajustable,  $v_g$  et  $v_l$  étant les vitesses locales du gaz et du liquide.

Pour conclure, nous pouvons faire quelques remarques concernant ces différents modèles de coalescence. Chaque mécanisme de coalescence est traité indépendamment l'un de l'autre. Le taux de changement d'aire interfaciale par coalescence est donné par la relation :

$$\phi_{\text{coll}}^{\text{total}} = \sum_i (f_{\text{coll}} \eta_{\text{coll}})_i \quad (\text{VI.33})$$

Enfin, il n'est pas évident de donner le poids respectif de chacun de ces mécanismes. Les différents auteurs ayant considéré dans leurs étude un, voire deux mécanismes de collision mais rarement plus. En fait une grande majorité des travaux considèrent que le mécanisme de collision induit par la *turbulence de la phase continue* est le plus important.

### VI.2.1.2. Efficacité de coalescence

Après que deux bulles se soient rencontrées par l'un des mécanismes décrits ci-dessus, elles sont alors séparées par un film liquide qui s'amincit progressivement sous l'effet de la capillarité. Lorsque ce film atteint une épaisseur critique, il se rompt de façon quasi instantanée ce qui conduit à la coalescence des deux bulles.

Néanmoins, l'étape d'amincissement du film dure un certain temps. Si ce temps de contact entre les bulles est inférieur au temps de drainage du film jusqu'à l'épaisseur critique de rupture, les bulles se séparent sans qu'il y ait eu coalescence.

Ainsi, au sein d'un écoulement à bulles, un grand nombre de collisions conduiront à des coalescences, d'autres non. D'un point de vue macroscopique, on peut donc définir l'efficacité de coalescence comme le rapport entre le nombre de coalescences et le nombre de collisions :

$$\eta \triangleq \frac{\text{nombre de coalescences}}{\text{nombre de collisions}} \quad (\text{VI.34})$$

D'un point de vue microscopique, on peut définir l'efficacité de coalescence comme la probabilité qu'une collision entre deux bulles aboutisse à leur coalescence.

**Prince & Blanch (1990)** utilisent l'expression suivante pour l'efficacité de coalescence :

$$\eta(d_1, d_2) = e^{-\frac{t_d}{t_c}} \quad (\text{VI.35})$$

où  $t_d$  représente le temps de drainage du film liquide entre deux bulles et  $t_c$  le temps de contact entre deux bulles. Le *temps de drainage*  $t_d$  est obtenu par Prince & Blanch à partir de l'expression de l'épaisseur d'un film liquide entre deux bulles proposée par Oolman & Blanch (1986) :

$$t_d = \left( \frac{r_{12}^3 \rho_L}{16\sigma} \right)^{\frac{1}{2}} \ln \frac{h_0}{h_f} \quad (\text{VI.36})$$

*Il est curieux de ne pas voir intervenir la viscosité du liquide dans l'expression du terme de temps de drainage.*

où le rayon équivalent  $r_{12}$  est donné par la relation de Chesters & Hoffman (1982) pour des bulles de taille unique  $d$  :

$$r_{12} = \frac{1}{2} \left( \frac{2}{d_1} + \frac{2}{d_2} \right)^{-1} \quad (\text{VI.37})$$

Ce rayon représente le rayon final après coalescence (conservation du volume des deux bulles). L'épaisseur initiale  $h_0$  du film au moment de la rencontre des deux bulles. Cette hauteur est estimée par Kirkpatrick & Lockett (1974) comme étant égale à 100  $\mu\text{m}$ . L'épaisseur finale du film  $h_f$  est l'épaisseur critique de rupture égale à 10 nm selon Prince & Blanch.

Le *temps de contact*  $t_c$  dépend de l'intensité turbulente qui règne à l'échelle de la bulle, Prince & Blanch retiennent l'expression suivante pour le temps de contact  $t_c$  :

$$t_c = \left( \frac{r_{12}^2}{\varepsilon_L} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (\text{VI.38})$$

qui correspond au temps de retournement d'un tourbillon de taille  $r_{12}$ . La méthode de calcul du taux de dissipation d'énergie par unité de masse  $\varepsilon_l$  utilisé par les auteurs n'est pas précisé.

**Chesters (1991)** utilise également l'expression (VI.35) pour l'efficacité de coalescence  $\eta$  pour les dispersions liquide-liquide. En revanche les expressions des temps de contact et de drainage du film sont différentes :

$$t_d = 0.5 \frac{\rho_c^{1/2} r^{7/3} \varepsilon_c^{1/3}}{\sigma} \quad (\text{VI.39})$$

$$t_c = 0.7 \frac{\rho_c^{1/2} r^{3/2}}{\sigma^{1/2}} \quad (\text{VI.40})$$

où l'indice  $c$  aux membres de droite désigne la phase continue et  $r$  le rayon des inclusions. Les auteurs ne précisent pas la façon dont ils évaluent le taux de dissipation d'énergie  $\varepsilon_c$ .

**Kolev (1993)** retient l'expression suivante pour l'efficacité de coalescence lorsque les collisions sont dues à l'agitation turbulente :

$$\eta = 0.032 \left( \frac{t_c}{t_d} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (\text{VI.41})$$

Le temps de drainage  $t_d$  utilisé par Kolev est analogue à celui proposé initialement par Thomas (1981) obtenu à partir des hypothèses suivantes (Fig.VI.2-2) :

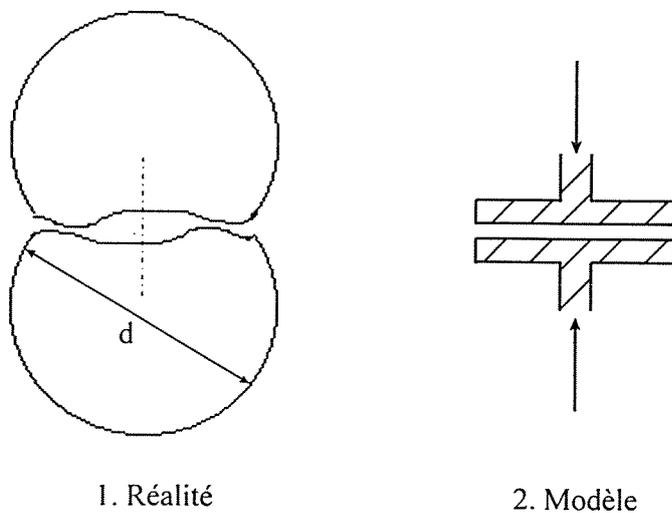


Figure VI.2-2 : Modèle du drainage du film liquide (d'après Thomas, 1981)

- les deux bulles en contact ont le même diamètre  $d$ ,
- le contact est maintenu par une force stationnaire  $F$  liée aux fluctuations d'énergie cinétique turbulente,
- le drainage du film est analogue à celui qui s'effectuerait entre deux disques rigides de rayon  $s$ .

Le calcul du temps  $t_d$  nécessaire pour que le film liquide présent entre les deux bulles, schématisées par deux plaques exerçant une force  $F$ , s'amincisse jusqu'à une épaisseur  $h$  est un problème classique de lubrification dont Thomas (1981) rappelle la solution :

$$t_d = \frac{3\pi \mu_L s^4}{2 F h^2} \quad (\text{VI.42})$$

La tension superficielle s'opposant à la déformation des bulles, le rayon  $s$  résulte d'un équilibre entre la force  $F$  et la force de tension superficielle :

$$F = \frac{4\pi s^2 \sigma}{d} \quad (\text{VI.43})$$

L'élimination du rayon  $s$  entre les relations (VI.42) et (VI.43) donne :

$$t_d = \frac{3 \mu_L F d^2}{32\pi \sigma^2 h^2} \quad (\text{VI.44})$$

Il reste à exprimer la force  $F$ . Dans un écoulement turbulent, la force  $F$  résulte des fluctuations d'énergie cinétique à l'échelle de l'inclusion :

$$F \cong \overline{\rho_L v_L'^2(d)} d^2 \cong \rho_L \varepsilon_L^{2/3} d^{8/3} \quad (\text{VI.45})$$

Finalement, le temps de drainage du film liquide jusqu'à une épaisseur  $h$  s'écrit d'après Thomas :

$$t_d \cong \frac{3 \mu_L \rho_L \varepsilon_L^{2/3} d^{14/3}}{32\pi \sigma^2 h^2} \quad (\text{VI.46})$$

Kolev (1993) utilise la même expression pour le temps de drainage du film liquide que Thomas :

$$t_d = \frac{3}{32\pi} \frac{\mu_L \rho_L \overline{v_L'^2(d)}^L d^4}{\sigma^2 h^2} \quad (\text{VI.47})$$

Cependant Kolev exprime l'énergie cinétique turbulente d'une manière différente de Thomas. Selon Kolev elle dépend de la taille de la bulle :

$$\overline{v_L'^2(d)}^L = \begin{cases} \frac{2}{15} \frac{\varepsilon_L}{v_L} d^2 & \text{si } d < (v_L^3 / \varepsilon_L)^{1/4} \\ 2(\varepsilon_L d)^{2/3} & \text{si } (v_L^3 / \varepsilon_L)^{1/4} < d < L_L \\ (\varepsilon_L d)^{2/3} & \text{si } d \cong L_L \end{cases} \quad (\text{VI.48})$$

où  $L_L$  est la plus grande taille des tourbillons, qui est proportionnel à la géométrie du système, et  $\varepsilon_l$  le taux de dissipation de l'énergie est donné par Kolev par l'expression suivante :

$$\varepsilon_l = \frac{1}{2} \left( \frac{0.3164}{\text{Re}^{0.25} D} \right) v^3 \quad (\text{VI.49})$$

où  $D$  est le diamètre de la conduite et  $v$  le vitesse axiale. Lorsque la taille de la bulle est située dans la zone inertielle, la substitution de la relation (VI.48, b) dans la relation (VI.47) redonne le modèle de Thomas (Eq.VI.46) à un facteur 2 près. Pour le temps de contact des deux bulles, Kolev utilise l'expression suivante :

$$t_c = \frac{d}{\sqrt{\overline{v_L'^2(d)}^L}} \quad (\text{VI.50})$$

qui correspond encore une fois au temps de retournement d'un tourbillon d'échelle  $d$ .

**Thomas (1981)** introduit la notion d'un diamètre stable après coalescence plutôt que celle d'efficacité de coalescence. Le diamètre stable après coalescence est défini comme le diamètre critique au-dessus duquel les bulles ne coalescent plus. En supposant que la taille des bulles est comprise dans la zone inertielle du spectre de turbulence, le temps de retournement d'un tourbillon est donné par la relation suivante :

$$t_c \cong (d^2 / \varepsilon_L)^{1/3} \quad (\text{VI.51})$$

où le taux de dissipation d'énergie par unité de masse  $\varepsilon$  est estimé à partir de la relation suivante :

$$\varepsilon_L \cong (u^3 / l) \quad (\text{VI.52})$$

où  $u$  est estimé à 5% de la vitesse moyenne de l'écoulement et  $l$  est de l'ordre de 10% de la largeur de l'écoulement (ici du diamètre de la conduite). Thomas estime qu'il y aura coalescence dès lors que  $t_d < t_c$ , c'est à dire si  $d < d_{coa}$  où  $d_{coa}$  désigne le diamètre après coalescence. Il vient :

$$d_{coa} \cong 2.4 \left( \frac{\sigma^2 h^2}{\rho_L \mu_L \varepsilon_L} \right)^{1/4} \quad (\text{VI.53})$$

Le modèle proposé par Thomas a été également utilisé par Berne (1983). L'épaisseur critique de rupture utilisée par ces deux auteurs est de l'ordre de 100 nm alors que Prince & Blanch (1990) utilisent plutôt la valeur 10 nm.

**Blahak & Städtke (1996)** propose de prendre l'efficacité de coalescence donnée par Coualoglou & Tavlarides (1977) :

$$\eta = e^{-\frac{t_d}{\tau}} \quad (\text{VI.54})$$

où  $t_d$  est le temps de drainage utilisé par Prince & Blanch (EqVI.36) et  $\tau$  est le temps de contact dans un écoulement turbulent estimée par Levich (1962) :

$$\tau = \frac{r^{2/3}}{\varepsilon_1^{1/3}} \quad (\text{VI.55})$$

où  $\varepsilon_1$ , le taux de dissipation d'énergie par unité de masse, est estimé par la relation (VI.26). Cette expression dépend du diamètre des bulles et de l'énergie de dissipation. Le terme résultant pour l'efficacité de coalescence est donné par l'expression suivante :

$$\eta = \exp\left(-\frac{1}{4\sqrt[6]{2^5}} \ln\left(\frac{h_0}{h_f}\right) \sqrt[6]{\frac{d^6 \rho_l^3 \varepsilon_l^2}{\sigma^3}}\right) \approx \exp\left(-1.30 \sqrt[6]{\frac{d^6 \rho_l^3 \varepsilon_l^2}{\sigma^3}}\right) \quad (\text{VI.56})$$

**Hibiki & Ishii (1999)** se basent sur les travaux de **Blahak & Städtke** et proposent en conséquence exactement la même efficacité de coalescence (Eq.VI.56).

### VI.2.2. Modélisation des phénomènes de fractionnement

Le fractionnement (morcellement d'une bulle en deux bulles ou plus) peut avoir des origines diverses : accélération rapide, fluctuations turbulentes, collisions, instabilités diverses...

Compte tenu de la valeur élevée de la vitesse de la phase liquide des écoulements qui nous préoccupent au long de cette étude, nous supposons les fluctuations turbulentes comme étant la cause dominante du fractionnement.

Le développement de modèles phénoménologiques pour le taux de fractionnement dans des dispersions gaz-liquide est d'un intérêt significatif dans l'étude hydrodynamique des écoulements diphasiques. Une première étape logique serait d'appliquer les modèles existants pour le fractionnement dans les dispersions liquide-liquide aux dispersions gaz-liquide. Malheureusement, il a été constaté que cette idée ne rencontrait pas un grand succès. Par exemple, **Lafi & Reyes (1993)** applique un modèle développé à l'origine pour la fréquence de fractionnement de gouttes aux valeurs expérimentales de **Prince & Blanch (1990)** pour la fréquence de fractionnement de bulles et constatent un très mauvais accord.

Une des raisons de ces mauvais résultats peut être, d'après les auteurs, le fait que le fractionnement de bulles dépend de la densité de la phase continue et non de la densité de la phase dispersée comme c'est le cas pour des dispersions liquide-liquide.

**Prince & Blanch (1990)** proposent un modèle pour le fractionnement de bulles dans un écoulement turbulent gaz-liquide utilisant la masse volumique de la phase continue. Les auteurs suggèrent que le fractionnement des bulles est essentiellement dû aux interactions entre les bulles et les tourbillons dont la taille avoisine celle des bulles.

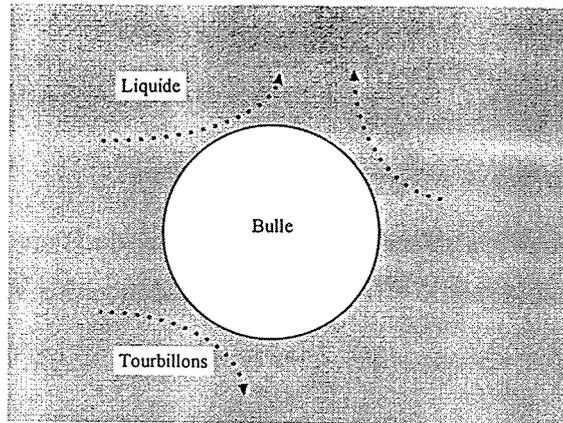


Figure VI.2-3 : Interactions entre les tourbillons et une bulle de gaz.

Les tourbillons plus grands ou plus petits que la taille des bulles n'ont aucun effet sur le procédé de fractionnement des bulles. Les grands tourbillons transportent simplement les bulles les fractionner et les petits tourbillons n'ont pas assez d'énergie pour provoquer le fractionnement.

D'autres auteurs ont par la suite repris le modèle de Prince & Blanch pour la modélisation des phénomènes de fractionnement de bulle de gaz au sein d'un écoulement turbulent (**Blahak & Städtke, 1996**). La structure générale des modèles de fractionnement ressemble de très près à celle des modèles de coalescence (Eq.VI.15). On retrouve donc de façon analogue les deux termes suivants : la fréquence de collision (entre une bulle et un tourbillon) et l'efficacité de fractionnement. Différents modèles sont alors proposés dans la littérature pour exprimer les grandeurs  $f_{\text{coll}}$  et  $\eta$ .

#### VI.2.2.1. Fréquence de collision

Le taux de fractionnement proposé par **Prince & Blanch** est donné par une expression similaire à celle proposée par les auteurs pour la coalescence de deux bulles (Eq.VI.16) et est donné par l'expression suivante :

$$f_{\text{coll}}^T(d_1, d_e) = n_l n_e S_{1e} \left( V_l^{T^2} + V_e^{T^2} \right)^{1/2} \quad (\text{VI.57})$$

où  $n_e$  est le nombre de tourbillon par unité de volume et  $S_{1e}$  la section efficace de collision entre une bulle de diamètre  $d_1$  et un tourbillon de taille  $d_e$ . Cette section efficace de collision est donnée par l'expression suivante :

$$S_{1e} = \frac{\pi}{16}(d_1 + d_e)^2 \quad (\text{VI.58})$$

$V_e^T$  représente la vitesse caractéristique des tourbillons ayant une dimension voisine de celles des bulles et  $V_1^T$  la vitesse caractéristique des bulles. Ces vitesses sont estimées, *pour une bulle comme pour un tourbillon*, par la relation suivante :

$$V_i^T = 1.4(\varepsilon_i d_i)^{1/3} \quad i = 1, e \quad (\text{VI.59})$$

**Hibiki & Ishii (1999)** proposent également de modéliser la fréquence de collision de tourbillons et de bulles. Suivant la théorie cinétique des gaz (Loeb, 1927) la fréquence de collision entre tourbillons et bulles peut s'exprimer de la manière suivante :

$$f_{\text{break}}^{\text{turimp}} = \Gamma_3 \frac{\alpha^2 \varepsilon^{1/3}}{d^{11/3} (\alpha_{\text{max}} - \alpha)} \quad (\text{VI.60})$$

où  $\Gamma_3$  est une constante ajustable. Le taux de vide maximum  $\alpha_{\text{max}}$  calculé dans les conditions d'empilement compact égal à 0.8 et le taux de dissipation d'énergie est donné par la relation (VI.28)

### VI.2.2.2. Efficacité de fractionnement

Seul un certain nombre de collisions entre bulles et tourbillons résulte en un fractionnement de bulle. Le critère principal pour le fractionnement d'une bulle est le rapport de l'énergie du tourbillon et de l'énergie interfaciale de la bulle. Le bilan des forces destructrices et cohésives est généralement exprimée sous la forme d'un nombre de Weber  $We$  (Bhavaraju *et al.* (1978) ; Kocamustafaogullari & Ishii, 1995):

$$We \triangleq \frac{u^2 d \rho_l}{\sigma} \quad (\text{VI.61})$$

Un nombre critique de Weber est déterminé au point où le bilan des forces destructrices et cohésives détermine un diamètre maximal de stabilité, c'est à dire le diamètre au delà duquel il y aura nécessairement fractionnement. **Bhavaraju *et al.* (1978)** propose une expression pour le diamètre maximal  $d_m$  de stabilité dans des écoulements liquide-gaz turbulents :

$$d_m = 1.12 \frac{\sigma^{0.6}}{(P/V_1)^{0.4} \rho_1^{0.2}} \left( \frac{\mu_c}{\mu_d} \right)^{0.1} \quad (\text{VI.62})$$

où le rapport  $P/V_1$  est la puissance de pompage  $P$  dissipée dans le volume  $V_1$  de la conduite et  $\mu_c$  et  $\mu_d$  les viscosités respectivement de la phase continue et de la phase dispersée. De ces expressions, les auteurs obtiennent un nombre de Weber critique égale à 2,3 transposé en une vitesse critique  $V_{ec}^T$  de tourbillons pour le fractionnement de bulles de diamètre  $d_1$ .

$$V_{ec}^T = 1.52 \left( \frac{\sigma}{d_1 \rho_1} \right)^{1/2} \quad (\text{VI.63})$$

Finalement, l'efficacité de fractionnement est donnée par l'expression suivante :

$$\eta(d_1, d_e) = \exp \left\{ - \frac{V_{ec}^{T^2}}{V_e^{T^2}} \right\} \quad (\text{VI.64})$$

où l'estimation de la vitesse  $V_e^T$  n'est pas précisé par les auteurs.

**Hibiki & Ishii (1999)** proposent pour l'efficacité de fractionnement la relation suivante :

$$\eta_b = \exp \left\{ - \frac{E_b}{\eta e} \right\} \quad (\text{VI.65})$$

où  $\eta$  est une constante de l'ordre de 1 et  $E_b$  l'énergie nécessaire pour fractionner une bulle en deux bulles identiques :

$$E_b = 2\pi\sigma \left( \frac{D_b}{2^{1/3}} \right)^2 - \pi\sigma D_b = 0.587\pi\sigma D_b^2 \quad (\text{VI.66})$$

et  $e$  représente l'énergie cinétique d'un tourbillon donnée par Tsouris & Tavlarides (1994) :

$$e = 0.43\pi\rho_1 d_e^{11/3} \varepsilon^{2/3} \quad (\text{VI.67})$$

Finalement, l'efficacité de fractionnement est donnée par la relation suivante :

$$\eta_b = \exp\left(-K \frac{\sigma}{\rho_l D_b^{5/3} \varepsilon^{2/3}}\right) \quad (\text{VI.68})$$

où K une constante ajustable et  $\varepsilon_l$  le taux de dissipation d'énergie par unité de masse est donné par la relation (VI.28).

### VI.2.3. Changement de phase

Les phénomènes de coalescence et de fractionnement sont des mécanismes purement hydrodynamiques intervenant dans l'évolution des interfaces et donc dans l'évolution de la concentration d'aire interfaciale. Cependant, lors de l'étude des écoulements bouillants, il existe également d'autres facteurs influant sur la concentration d'aire interfaciale, notamment le changement de phase. Ce dernier mécanisme serait même d'après Kocamustafaogullari & Ishii (1995) le terme source prépondérant lors d'écoulements bouillants.

De plus, si l'écoulement étudié se trouve être sous-saturé, les phénomènes de recondensation entraînent également de fortes variations de la concentration d'aire interfaciale.

Kocamustafaogullari & Ishii (1995) proposent un terme source de nucléation en paroi  $\Phi_w$  donné par la relation suivante :

$$\Phi_w = \frac{\xi_h}{A} n f \pi D_d^2 \quad (\text{VI.69})$$

où  $\xi_h$  est le périmètre chauffant, A la section de passage de l'écoulement, n la densité de sites de nucléation, f la fréquence de détachement et  $D_d$  le diamètre le détachement des bulles. Les auteurs proposent des relations décrivant ces différents termes. Ainsi la densité de sites de nucléation, le diamètre des bulles au détachement ainsi que la fréquence de départ des bulles sont respectivement données par les relations décrites au chapitre précédent (V.20), (V.16), et (V.25). Cependant, d'autres relations comme proposées dans le chapitre précédent peuvent être utilisées pour les différentes grandeurs requises.

Les phénomènes de recondensation présents dans les écoulements sous-saturés n'ont jamais été pris en compte jusqu'à ce jour. Il serait donc intéressant de construire un terme puits dépendant de l'état de sous-saturation du liquide. Ce terme fera sans doute intervenir des coefficients d'échange entre bulles et phase liquide du type de ceux utilisés dans la modélisation adoptée dans le code ASTRID (Annexe 2).

Dans un premier temps, nous essayerons de prendre seulement en compte le phénomène de nucléation en paroi en étudiant cette équation d'aire interfaciale grâce aux données obtenues en écoulements *saturés* dans la banque de données DEBORA.

### **VI.3. Conclusions**

Nous avons rappelé comment l'équation de transport d'aire interfaciale peut être obtenue à partir du modèle statistique de transport de la distribution du nombre de particules. Les différents mécanismes fondamentaux de création et de destruction d'aire interfaciale ont été présentés et discutés en détail. Les effets hydrodynamiques peuvent être séparés en deux contributions : la coalescence et le fractionnement. Nous avons également vu que lors d'écoulements bouillants, d'autres phénomènes pouvait affecter de façon très importante la concentration d'aire interfaciale. Il s'agit notamment de la nucléation en paroi et de la recondensation lors des écoulements bouillants sous-saturés. Cette approche doit maintenant être validée par une confrontation à des résultats expérimentaux.

### **VI.4. Application aux cas des écoulements bouillants saturés.**

Nous avons retenu deux options pour appliquer l'équation de transport d'aire interfaciale aux données relatives à l'aire interfaciale acquises lors des essais réalisés sur la boucle DEBORA.

La *première méthode* consiste à déterminer le membre de gauche de l'équation de transport d'aire interfaciale à partir des données expérimentales afin d'en déduire le terme source c'est à dire le membre de droite.

La *seconde méthode* consiste à utiliser une équation d'aire interfaciale où les termes de destruction et de création d'aire interfaciale sont modélisés.

#### **VI.4.1.Méthode 1**

L'idée consiste à montrer que le membre de gauche de l'équation d'aire interfaciale peut être estimé à partir des données expérimentales. Cela devrait permettre de tester les modèles existants du terme source, ou de proposer une nouvelle modélisation de ce terme.

Nous utiliserons le maillage d'un tube fictif, en remplaçant l'évolution des mesures en fonction du titre de sortie  $x_{eq}$  par une évolution en fonction d'une côte  $z$ , en utilisant le bilan thermique comme cela a déjà été montré dans le chapitre I.

### A/ Mise en œuvre de la méthode

La banque de données DEBORA dispose d'essais correspondant à un écoulement saturé ce qui permet, dans un premier temps, de simplifier l'étude en s'affranchissant du terme puits lié à la recondensation. Si nous plaçons tous les points de mesure sur le maillage d'un tube fictif, le schéma de la figure VI.4-1 sera obtenu.

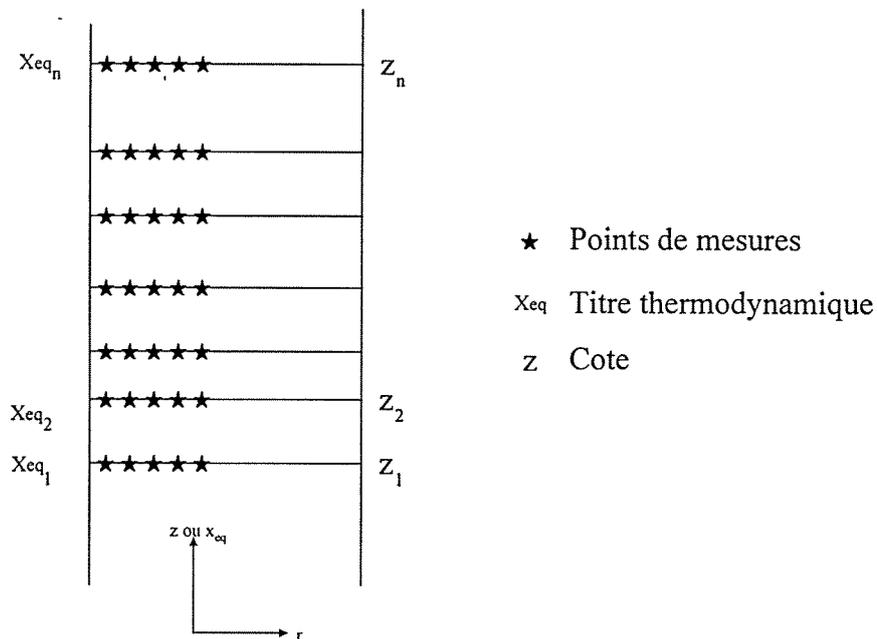


Figure VI.4-1 : Schéma du maillage d'un tube fictif réalisé grâce aux données de la banque

Les points de mesure correspondent aux différents profils (de taux de vide, d'aire interfaciale, etc.) figurant dans la banque de données. En première approximation *la vitesse de transport d'aire interfaciale  $\bar{v}_i$  sera supposée égale à la vitesse des bulles  $\bar{v}_g$*  :

$$\bar{v}_i = \bar{v}_g \quad (VI.70)$$

L'écoulement étant permanent et supposé axysymétrique, la relation (VI.1) s'écrit alors :

$$\text{div}(a_i \bar{v}_g) = a_i \text{div}(\bar{v}_g) + \bar{v}_g \overline{\text{grad}}(a_i) = \phi_{ai} \quad (VI.71)$$

où encore :

$$a_i \frac{\partial v_{gz}}{\partial z} + v_{gz} \frac{\partial a_i}{\partial z} + a_i \frac{1}{r} \frac{\partial (rv_{gr})}{\partial r} + v_{gr} \frac{\partial (a_i)}{\partial r} = \phi_{ai} \quad (\text{VI.72})$$

Cette équation permet d'estimer le terme source  $\phi_{ai}$  si chaque terme du membre de gauche est calculé à partir des données expérimentales.

### B/ Problèmes engendrés

Cette équation fait intervenir la composante radiale de la vitesse  $v_{gr}$  qui n'a pas été mesurée.

Le terme  $(a_i / r) \frac{\partial (rv_{gr})}{\partial r}$  ne peut cependant pas être négligé devant le terme  $a_i \frac{\partial v_{gz}}{\partial z}$  comme pour une couche limite, et le terme  $v_{gr} \frac{\partial a_i}{\partial r}$ , inconnu lui aussi, ne peut être négligé devant le terme  $v_{gz} \frac{\partial a_i}{\partial z}$ .

En effet, même si la composante radiale de la vitesse  $v_{gr}$  est faible face à la composante axiale  $v_{gz}$ , la dérivée en r de l'aire interfaciale  $a_i$  est grande vis-à-vis de sa dérivée en z comme le montre le Tableau VI.4-1 obtenu à partir des valeurs expérimentales.

Au vu des résultats et de la reproductibilité de ceux-ci, il faudrait admettre que le rapport des vitesses verticale et radiale est toujours supérieur à 1000 pour négliger les termes en  $v_{gr}$ .

*Il faut donc nécessairement évaluer les termes  $v_{gr}$  et  $\frac{\partial v_{gr}}{\partial r}$*

Cas étudié	$\frac{\partial a_i}{\partial r}$	$\frac{\partial a_i}{\partial z}$
P = 2.6 MPa, G = 1999 kg/m <sup>2</sup> s, $\phi = 73.8$ kW/m <sup>2</sup>	987560	11250
P = 1.4 MPa, G = 1997 kg/m <sup>2</sup> s, $\phi = 73.8$ kW/m <sup>2</sup>	851268	9567

Tableau VI.4-1 : Gradients axiaux et radiaux d'aire interfaciale

### C/ Solutions envisagées

Deux solutions ont été envisagées pour résoudre ce problème :

Une *première solution* passe par l'utilisation de l'équation de bilan de masse de la phase dispersée :

$$\text{div}(\rho_g \alpha \bar{v}_g) = \Gamma \quad (\text{VI.73})$$

Pour un écoulement saturé axysymétrique la relation (VI.84) s'écrit de la manière suivante :

$$\alpha \frac{\partial v_{gz}}{\partial z} + v_{gz} \frac{\partial \alpha}{\partial z} + \alpha \frac{1}{r} \frac{\partial (rv_{gr})}{\partial r} + v_{gr} \frac{\partial \alpha}{\partial r} = \Gamma \quad (\text{VI.74})$$

Les problèmes liés à l'utilisation de l'équation de bilan de masse sont du même ordre que ceux liés à l'utilisation de l'équation de bilan d'aire interfaciale. En effet, les termes  $v_{gr} \frac{\partial \alpha}{\partial r}$  et  $\frac{\alpha}{r} \frac{\partial rv_{gr}}{\partial z}$  sont inconnus et le terme  $v_{gz} \frac{\partial \alpha}{\partial z}$  ne peut être négligé devant le terme  $v_{gr} \frac{\partial \alpha}{\partial r}$ . En effet, les variations axiales de taux de vide sont de l'ordre au maximum de 70% sur la longueur chauffante alors que le taux de vide dans une section peut varier de 20% en 1 à 2 mm. Nous donnons dans le Tableau VI.4-2 les ordres de grandeur des gradients axiaux et radiaux du taux de vide :

Cas étudié	$\frac{\partial \alpha}{\partial r}$	$\frac{\partial \alpha}{\partial z}$
P = 2.6 MPa, G = 1999 kg/m <sup>2</sup> s, $\phi = 73.8 \text{ kW/m}^2$	95	0.187
P = 1.4 MPa, G = 1997 kg/m <sup>2</sup> s, $\phi = 73.8 \text{ kW/m}^2$	103	0.204

Tableau VI.4-2 : Gradients axiaux et radiaux d'aire interfaciale

Encore une fois, il faudrait admettre que le rapport des vitesses verticale et radiale est toujours supérieur à 500 pour négliger les termes en  $v_{gr}$ .

Nous montrons ainsi que l'équation de conservation de la masse ne peut pas être utilisée de façon formelle pour permettre de retrouver une estimation de cette vitesse  $v_{gr}$ .

Une *deuxième solution* pourrait être d'estimer la vitesse radiale  $v_{gr}$  à partir des données de la banque. Cette approche est cependant très difficile car cette vitesse est très faible. La seule possibilité serait de l'estimer en remettant en cause une des hypothèses du traitement des données qui suppose que l'écoulement est localement homogène (localement signifiant sur une

distance d'un diamètre de bulle). En effet, il existe des gradients locaux qui montrent que cette hypothèse n'est pas réellement vérifiée, même si elle reste valide puisque la vitesse radiale est faible vis à vis de la vitesse verticale. Cependant, même si une approche différente est utilisée pour essayer de retrouver la vitesse radiale, l'incertitude finale risque d'être très importante puisque des dérivées locales des données (y compris les dérivées de la densité de centres qui n'est connu qu'avec une grande incertitude) interviendraient dans un modèle d'écoulement faiblement inhomogène.

*En conclusion l'estimation du membre de gauche de l'équation de transport d'aire interfaciale à partir des données expérimentales paraît impossible car le traitement des données de la banque est fondé sur l'hypothèse d'une vitesse gaz purement verticale alors que l'équation contient des termes impliquant une composante radiale de la vitesse du gaz. Il nous a été impossible d'estimer cette vitesse et les solutions que nous avons entrevues ne se sont finalement pas avérées pertinentes. La seule solution passe donc par la mesure directe de la composante radiale de la vitesse du gaz, mesure actuellement impossible.*

## **VI.4.2. Méthode 2**

La deuxième méthode consiste à utiliser une équation d'aire interfaciale contenant des termes de création et de destruction d'aire interfaciale déjà modélisés.

Pour cela nous nous appuyons sur les travaux d'Hibiki & Ishii (1999) qui ont modélisé les termes de coalescence et de fractionnement et comparé la relation (VI.1) complétée par l'expression du terme source et écrite sous forme monodimensionnelle avec leurs résultats expérimentaux sur des écoulements adiabatiques eau-air.

L'idée consiste alors à appliquer cette modélisation à notre type d'écoulement et de rajouter les termes dus à l'ébullition en paroi (création d'aire interfaciale) et éventuellement à la recondensation au sein du liquide sous-saturé.

### **VI.4.2.1. Rappels des travaux d'Hibiki & Ishii (1999)**

Les auteurs proposent la formulation (VI.14) de Wu et al. (1998) pour l'équation de transport d'aire interfaciale :

$$\frac{\partial a_i}{\partial t} + \text{div}(a_i \bar{v}_i) = \frac{1}{3\psi} \left( \frac{\alpha}{a_i} \right)^2 \left[ \sum \phi_c + \phi_{bu} + \phi_{ph} \right] + \left( \frac{2a_i}{3\alpha} \right) \left[ \frac{\partial \alpha}{\partial t} + \text{div}(\alpha \bar{v}_i) \right] \quad (\text{VI.75})$$

où  $\phi_c$  est le terme représentant le taux volumique de coalescence (nombre de coalescences effectués par unité de volume et par unité de temps),  $\phi_{bu}$  le taux de fractionnement,  $\phi_{ph}$  le taux dû au changement de phase (recondensation et nucléation en paroi), le second terme du membre de droite de l'équation (VI.75) représentant le taux de changement d'aire interfaciale volumique dû à la détente du gaz. Rappelons de façon succincte les différents phénomènes entraînant la coalescence ou la fragmentation de bulles décrits aux paragraphes VI.1.2.1 et VI.1.2.2 :

- Coalescence
  - *collisions entre bulles (turbulence)*
  - *entraînement de bulles (sillage)*
  - cisaillement liquide, vitesse (taille)
  
- Fractionnement
  - *collisions avec tourbillons turbulents*
  - instabilité interfaciales

Hibiki & Ishii n'ont pris en compte que les phénomènes figurant en italique. Le taux de coalescence dû à la turbulence de la phase liquide proposé par les auteurs est obtenu à partir des relations (VI.15), (VI.27) et (VI.56) :

$$\phi_c^{\text{turbulence}} = \Gamma_1 \frac{\alpha^2 \varepsilon^{1/3}}{d^{11/3} (\alpha_{\max} - \alpha)} \exp \left( -1.306 \sqrt{\frac{d^5 \rho_l^3 \varepsilon^2}{\sigma^3}} \right) \quad (\text{VI.76})$$

Ce modèle fait intervenir le taux de vide  $\alpha$ , l'aire interfaciale  $a_i$ , et le diamètre des bulles  $d$ .

L'expression du terme de coalescence par entraînement dans le sillage est obtenu à partir des relations (VI.15), (VI.32) et (VI.56) :

$$\phi_c^{\text{aspiration}} = \Gamma_3 \frac{\alpha}{d} (v_g - v_1) \exp\left(-1.30 \sqrt[6]{\frac{d^5 \rho_1^3 \varepsilon^2}{\sigma^3}}\right) \quad (\text{VI.77})$$

Enfin, l'expression du terme de fractionnement est obtenu à partir des relations (VI.15), (VI.60) et (VI.68) :

$$\phi_{\text{bu}} = \Gamma_1 \frac{\alpha^2 \varepsilon^{1/3}}{d^{11/3} (\alpha_{\text{max}} - \alpha)} \exp\left(-K \frac{\sigma}{\rho_1 D_b^{5/3} \varepsilon^{2/3}}\right) \quad (\text{VI.78})$$

En conclusion les auteurs proposent la formulation monodimensionnelle suivante de l'équation de transport d'aire interfaciale :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} (\langle a_i \rangle \langle \langle v_{iz} \rangle \rangle) &= \frac{1}{3\psi} \left( \frac{\langle \alpha \rangle}{\langle a_i \rangle} \right)^2 \left[ -\langle \phi_c^{\text{turbulence}} \rangle - \langle \phi_c^{\text{aspiration}} \rangle + \langle \phi_{\text{bu}} \rangle \right] \\ &+ \left( \frac{2\langle a_i \rangle}{3\langle \alpha \rangle} \right) \left[ \frac{d(\langle \alpha \rangle \langle \langle v_{iz} \rangle \rangle)}{dz} \right] \end{aligned} \quad (\text{VI.79})$$

avec :

$$\langle \langle v_{iz} \rangle \rangle \triangleq \frac{\langle a_i v_{iz} \rangle}{\langle a_i \rangle} \approx \langle v_{gz} \rangle \quad (\text{VI.80})$$

et par exemple,

$$\langle \phi_c^{\text{turbulence}} \rangle = \Gamma_1 \frac{\langle \alpha \rangle^2 \varepsilon^{1/3}}{\langle d \rangle^{11/3} (\alpha_{\text{max}} - \langle \alpha \rangle)} \exp\left(-K \sqrt[6]{\frac{\langle d \rangle^5 \rho_1^3 \varepsilon^2}{\sigma^3}}\right) \quad (\text{VI.81})$$

et,

$$\langle \phi_c^{\text{aspiration}} \rangle = \Gamma_3 \frac{\langle \alpha \rangle}{\langle d \rangle} (v_g - v_1) \exp\left(-1.30 \sqrt[6]{\frac{\langle d \rangle^5 \rho_1^3 \varepsilon^2}{\sigma^3}}\right) \quad (\text{VI.82})$$

*Une première remarque peut être faite à propos de la relation (VI.80). Pourquoi la vitesse  $\langle \langle v_{iz} \rangle \rangle$  serait-elle égale à la vitesse  $\langle v_{gz} \rangle$ ? En effet, cette vitesse peut localement être assimilée à la vitesse gaz mais il n'est pas prouvé qu'il en soit de même pour des moyennes telles qu'effectuées dans l'équation (VI.80).*

Les auteurs ajustent les constantes des modèles de taux de coalescence et de fractionnement sur leurs expériences et retrouvent un bon accord avec leurs propres résultats (Fig.VI.4-2).

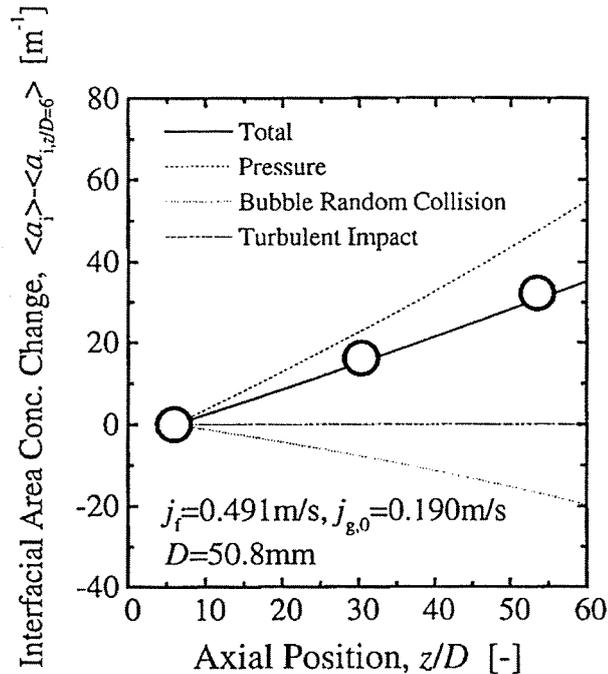


Figure VI.4-2 : Comparaison de la modélisation 1D à des résultats expérimentaux de l'évolution de l'aire interfaciale (d'après Hibiki & Ishii, 1999)

#### VI.4.2.2. Application aux écoulements bouillants : modélisation monodimensionnelle

Deux remarques préliminaires peuvent être faites :

- nous négligerons les termes induits par la détente du gaz car les mesures sont effectuées à pression constante,
- nous nous intéresserons aux mesures effectuées en écoulement saturé afin de nous affranchir du terme de recondensation.

Nous allons dans un premier temps appliquer la formulation monodimensionnelle de l'équation d'aire interfaciale proposée par Hibiki & Ishii. Si nous négligeons le fractionnement qui ne semble pas intervenir dans notre étude (chapitre I), le terme de détente et si nous nous limitons dans un premier temps à la coalescence induite par la turbulence qui est sans doute prépondérante dans des écoulements à fortes vitesses, l'équation de transport d'aire interfaciale s'écrit :

$$\frac{d}{dz}(\langle a_i \rangle \langle v_{gz} \rangle) = \frac{1}{3\psi} \left( \frac{\langle \alpha \rangle}{\langle a_i \rangle} \right)^2 \left[ -\langle \phi_c^{turbulence} \rangle \right] + \Phi_w \quad (VI.83)$$

où  $\langle \phi_c^{turbulence} \rangle$  est donnée par la relation (VI.81) et  $\Phi_w$  est un terme de création d'aire interfaciale en paroi. Contrairement aux auteurs qui utilisent le taux de vide  $\langle \alpha \rangle$  issu de leurs expériences nous avons choisi d'utiliser le modèle d'Ahmad (Eq.II.72). Les autres données telles que le taux de dissipation de la turbulence liquide  $\varepsilon$  (relation VI.31) et le taux de vide maximum  $\alpha_{max} = 0.8$  constituant le modèle de taux de coalescence sont les mêmes que celles proposées par les auteurs.

Il nous faut également un modèle permettant de calculer l'aire interfaciale créée en paroi. Nous allons donc reprendre le modèle Kocamustafaogullari & Ishii (1995) en utilisant les corrélations de densité de sites de nucléation, de diamètre de détachement des bulles et de fréquence de détachement que nous avons analysées au Chapitre V.

L'aire interfaciale volumique  $\Phi_w$  créée à la paroi par unité de temps est donnée par la relation :

$$\Phi_w = \frac{16\pi n f D_b^2}{D_{tube}} \quad (VI.84)$$

Nous avons retenus, et malgré les doutes que nous avons émis quand à la justification de ces modèles, le modèle de Kurul & Podowski (1991) pour la densité  $n$  de sites de nucléation et le modèle de Cole (1960) pour la fréquence de détachement  $f$ . Le diamètre des bulles au détachement  $D_b$  est déterminé grâce à la banque de donnée (paragraphe I.2.2). En effet l'analyse de cette banque nous a montrée que pour des conditions thermohydrauliques ( $P$ ,  $G$ ,  $\phi$ ) fixées, le diamètre des bulles au détachement était pratiquement le même quel que soit le titre thermodynamique ce qui justifie l'utilisation d'un seul diamètre de détachement quel que soit la cote du point considéré.

L'équation de transport d'aire interfaciale volumique s'écrit finalement :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz}(\langle a_i \rangle \langle v_{gz} \rangle) &= \frac{1}{3\psi} \left( \frac{\langle \alpha \rangle}{\langle a_i \rangle} \right)^2 \left[ -\langle \phi_c^{turbulence} \rangle \right] + \Phi_w \\ &= \Gamma \frac{1}{3} \left( \frac{\langle \alpha \rangle}{\langle a_i \rangle} \right)^2 \frac{\langle \alpha \rangle^2 \varepsilon^{1/3}}{\langle d \rangle^{11/3} (\alpha_{max} - \langle \alpha \rangle)} \exp \left( -K \sqrt[6]{\frac{\langle d \rangle^5 \rho_l^3 \varepsilon^2}{\sigma^3}} \right) + \frac{16\pi n f d_d^2}{D_{tube}} \end{aligned} \quad (VI.85)$$

Pour faciliter l'utilisation de la banque de données nous avons réécrit cette équation en faisant apparaître le titre thermodynamique  $x_{eq}$  :

$$\frac{d}{dx_{eq}} \left( \langle a_i \rangle \langle v_{gz} \rangle \right) = \Gamma \frac{1}{3} \left( \frac{\langle \alpha \rangle}{\langle a_i \rangle} \right)^2 \frac{\langle \alpha \rangle^2 \varepsilon^{1/3}}{\langle d \rangle^{11/3} (\alpha_{max} - \langle \alpha \rangle)} \exp \left( -K \sqrt[6]{\frac{\langle d \rangle^5 \rho_i^3 \varepsilon^2}{\sigma^3}} \right) \frac{GD_{tube} L}{4\phi} + \frac{4\pi n f D_b^2 GL}{\phi} \quad (VI.86)$$

avec :

$$dx_{eq} = \frac{4\phi}{GD_{tube} L} dz \quad (VI.87)$$

Les comparaisons des résultats obtenus grâce à cette formulation de l'équation d'aire interfaciale avec nos résultats expérimentaux ont été peu probants voire inexploitable. En effet, nous avons comparé cette modélisation à plusieurs cas différents de la banque de données, après avoir moyenné les profils d'aire interfaciale sur une section droite. Or, nous nous sommes rendu compte que l'évolution monodimensionnelle expérimentale de l'aire interfaciale est relativement linéaire (figure VI.4-3). Le modèle calculant le taux de coalescence étant fortement dépendant du taux de vide, le calcul de l'aire interfaciale par l'équation (VI.86) donne alors des résultats complètement dénués de sens lorsque le taux de vide augmente (figure VI.4.4). Nous avons beau eu joué sur l'ajustement de certaines des constantes, notamment sur le paramètre  $\Gamma$  et également sur les paramètres constituant le modèle de production d'aire interfaciale en paroi, les résultats ont toujours été inexploitable.

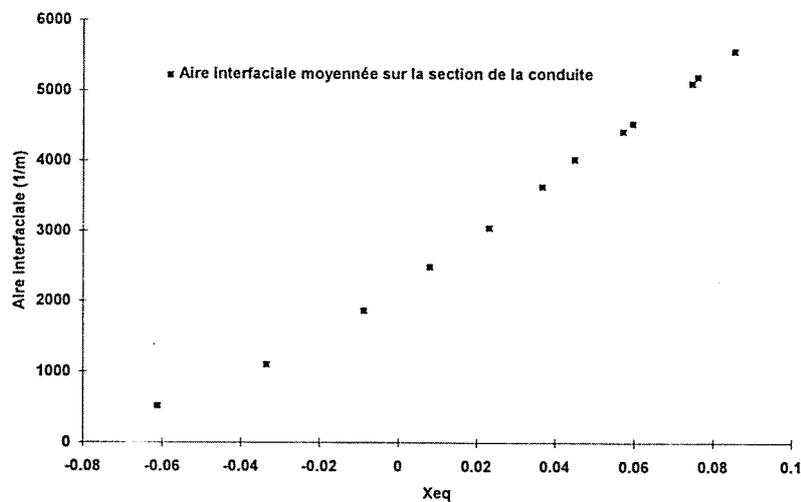


Figure VI.4-3 : Evolution monodimensionnelle de l'aire interfaciale  
( $P = 2.6 \text{ Mpa}$ ,  $G = 30000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $\phi = 128.8 \text{ kW/m}^2$ )

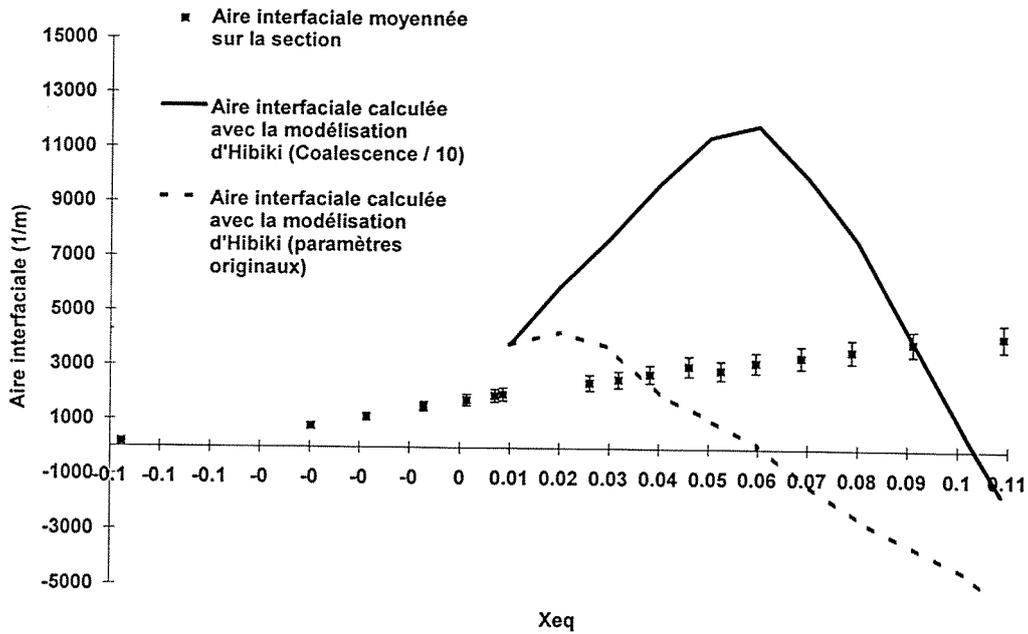


Figure VI.4-4 : Comparaison de la modélisation de l'aire interfaciale aux résultats expérimentaux  
 (P = 1.4 MPa, G = 2000 kg/m<sup>2</sup>s, φ = 76 kW/m<sup>2</sup>)  
 Comparaison avec la modélisation d'Hibiki utilisé originellement et avec le préfacteur Γ divisé par 10.

Nous nous sommes alors demandés dans un premier temps si la façon de moyenner des auteurs était adaptée à notre cas?

En effet, lorsque les profils ne sont pas plats, l'identité liant les moyennes de produits au produit des moyennes n'est pas vérifiée :

$$\left\langle \frac{fg}{h} \right\rangle \neq \frac{\langle f \rangle \langle g \rangle}{\langle h \rangle} \quad (\text{VI.88})$$

Nous avons alors décidé d'utiliser les données de la banque pour quantifier ce point en comparant les deux termes suivants :

$$\left\langle \Gamma \frac{1}{3} \left( \frac{\alpha}{a_i} \right)^2 \frac{\alpha^2 \varepsilon^{1/3}}{d^{11/3} (\alpha_{\max} - \alpha)} \exp \left( -K \sqrt[6]{\frac{d^5 \rho_l^3 \varepsilon^2}{\sigma^3}} \right) \right\rangle = \phi^{\text{coa}} \quad (\text{VI.89})$$

$$\Gamma \frac{1}{3} \left( \frac{\langle \alpha \rangle}{\langle a_i \rangle} \right)^2 \frac{\langle \alpha \rangle^2 \varepsilon^{1/3}}{\langle d \rangle^{11/3} (\alpha_{\max} - \langle \alpha \rangle)} \exp \left( -K \sqrt[6]{\frac{\langle d \rangle^5 \rho_l^3 \varepsilon^2}{\sigma^3}} \right) = \phi_{\text{HI}}^{\text{coa}} \quad (\text{VI.90})$$

où le terme  $\phi_{HI}^{coa}$  est la formulation proposée par les auteurs. Les résultats de cette étude (calculs effectués avec la constante  $\Gamma = 0.188$  donnée par les auteurs) sont donnés dans le Tableau VI.4-3.

Pression de sortie (MPa)	Température entrée (°C)	Vitesse massique (kg/m <sup>2</sup> s)	densité de flux (kW/m <sup>2</sup> )	titre de sortie	$\phi^{coa}$	$\phi_{HI}^{coa}$
1.46	37.67	1998.9	75.79	0.0525	5862	741
2.62	66.6	1999	73.89	0.031	4863	875

Tableau VI.4-3 : Calculs concernant les différentes façons de moyenner les termes de coalescence

*Les effets de profils apparaissent donc comme très importants et la façon de moyenner de Hibiki & Ishii se révèle non pertinente dans notre cas.*

Afin de s'affranchir des inconvénients introduits par le processus de moyenne, nous pouvons réécrire le terme de coalescence en ne faisant intervenir que le taux de vide  $\alpha$  et l'aire interfaciale  $a_i$ . En effet, le taux de vide  $\alpha$ , l'aire interfaciale  $a_i$  et le diamètre de bulle  $d$  sont reliées, pour des bulles sphériques, par l'expression suivante :

$$a_i = \frac{6\alpha}{d} \quad (VI.91)$$

L'expression générale donnant le taux de coalescence peut donc se réécrire de la façon suivante :

$$\phi^{coal} = \Gamma \frac{1}{3} \frac{1}{6^{1/3}} \frac{\alpha^{1/3} a_i^{5/3} \epsilon^{1/3}}{(\alpha_{max} - \alpha)} \exp\left(-5.79 \sqrt{\frac{\alpha^5 \rho_l^3 \epsilon^2}{a_i^5 \sigma^3}}\right) \quad (VI.92)$$

ou encore :

$$\phi^{coal} = \Gamma' \frac{\alpha^{1/3} a_i^{5/3} \epsilon^{1/3}}{(\alpha_{max} - \alpha)} \exp\left(-5.79 \sqrt{\frac{\alpha^5 \rho_l^3 \epsilon^2}{a_i^5 \sigma^3}}\right) \quad (VI.93)$$

où  $\Gamma'$  est la nouvelle constante ajustable. Regardons maintenant si les deux façons de moyenner produisent encore des résultats différents. Posons :

$$\left\langle \Gamma' \frac{\alpha^{1/3} a_i^{5/3} \varepsilon^{1/3}}{(\alpha_{\max} - \alpha)} \exp \left( -5.79 \sqrt[6]{\frac{\alpha^5 \rho_l^3 \varepsilon^2}{a_i^5 \sigma^3}} \right) \right\rangle = \ddot{\phi}^{\text{coa}} \quad (\text{VI.94})$$

$$\Gamma' \frac{\langle \alpha \rangle^{1/3} \langle a_i \rangle^{5/3} \varepsilon^{1/3}}{(\alpha_{\max} - \langle \alpha \rangle)} \exp \left( -5.79 \sqrt[6]{\frac{\langle \alpha \rangle^5 \rho_l^3 \varepsilon^2}{\langle a_i \rangle^5 \sigma^3}} \right) = \ddot{\phi}_{\text{HI}}^{\text{coa}} \quad (\text{VI.95})$$

Le Tableau VI.4-4 montre quelques résultats obtenus à partir de la banque de données :

Pression de sortie (MPa)	Température entrée (°C)	Vitesse massique (kg/m <sup>2</sup> s)	densité de flux (kW/m <sup>2</sup> )	titre de sortie	$\ddot{\phi}^{\text{coa}}$	$\ddot{\phi}_{\text{HI}}^{\text{coa}}$
1.46	37.67	1998.9	75.79	0.0525	1850	1227
2.62	66.6	1999	73.89	0.031	1620	883
2.62	69.2	2997	107.5	0.064	1214	954
2.62	61.5	2000	73.89	-0.036	937	630

Tableau VI.4-4 : Calculs concernant les différentes façons de moyenner les termes de coalescence après modification du terme de coalescence

Nous constatons que la suppression d'un effet de profil, en l'occurrence celui du diamètre par l'utilisation de l'équation (VI.95) fournit des résultats plus corrects les écarts entre les deux façons de moyenner étant réduits de manière considérable.

Ce résultat n'est toutefois pas encourageant car il montre clairement la sensibilité des modèles à des moyennes de formulations qui sont supposées identiques localement. Or, la différence entre les résultats fournis par les relations (VI.89) et (VI.94) montre à quel point la sensibilité du modèle de coalescence est importante suivant la prise en compte d'un formalisme avec trois variables locales ( $a_i$ ,  $\alpha$  et  $d$ ) ou deux ( $a_i$  et  $\alpha$ ). La figure VI.4-5 montre les différences entre le formalisme de Hibiki & Ishii, prenant en compte du diamètre des bulles  $d$ , le formalisme proposé qui ne fait pas intervenir le diamètre  $d$  et également suivant la façon de moyenner.

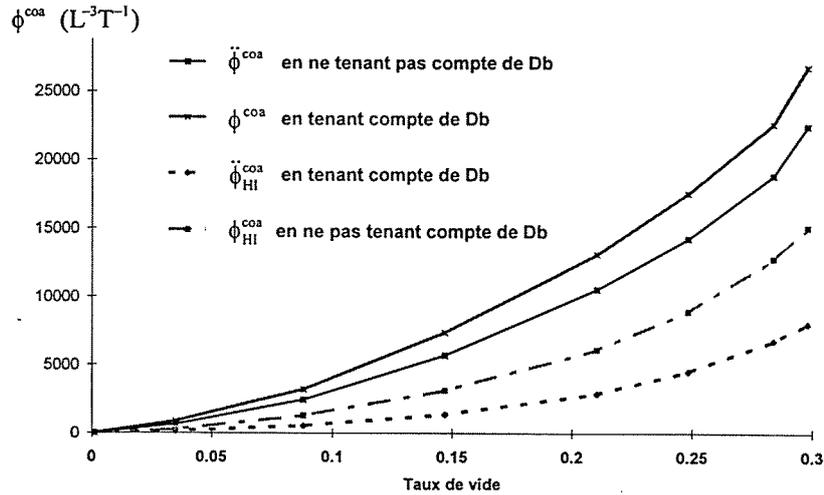


Figure VI.4-5 : Evolution du terme  $\phi^{coa}$  suivant que l'on prenne en compte ou non le diamètre d et suivant la façon de moyenner

Nous avons par ailleurs étudié l'évolution en fonction du taux de vide, donc le long de la conduite, du coefficient de covariance C défini par la relation suivante :

$$C \triangleq \frac{\left\langle \frac{\Gamma' \alpha^{1/3} a_i^{5/3} \varepsilon^{1/3}}{(\alpha_{\max} - \alpha)} \exp\left(-5.796 \sqrt{\frac{\alpha^5 \rho_i^3 \varepsilon^2}{a_i^5 \sigma^3}}\right) \right\rangle}{\Gamma' \frac{\langle \alpha \rangle^{1/3} \langle a_i \rangle^{5/3} \varepsilon^{1/3}}{(\alpha_{\max} - \langle \alpha \rangle)} \exp\left(-5.796 \sqrt{\frac{\langle \alpha \rangle^5 \rho_i^3 \varepsilon^2}{\langle a_i \rangle^5 \sigma^3}}\right)} \quad (VI.96)$$

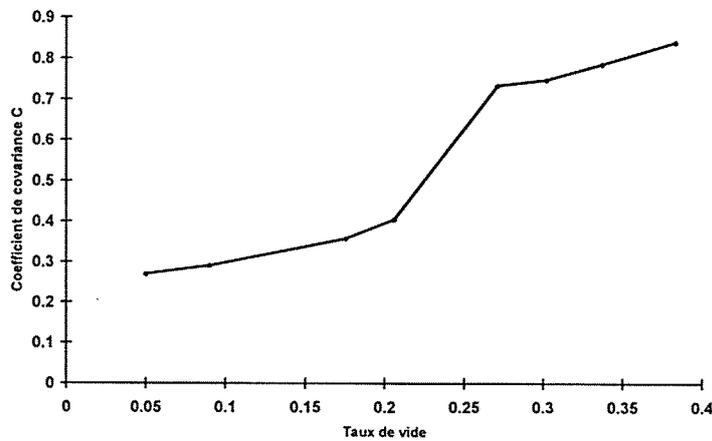


Figure VI.4-6 : Evolution du coefficient de covariance C en fonction du taux de vide moyen ( $P = 2.6 \text{ MPa}$ )

La figure VI.4-6 montre qu'il n'est pas envisageable de supposer ce coefficient constant.

En conséquence, il nous semble difficile d'utiliser une formulation monodimensionnelle de l'équation d'aire interfaciale car il serait nécessaire de prendre en compte un coefficient de covariance dont la valeur dépend fortement des conditions d'écoulement. A l'issue de ces premières conclusions, nous avons donc décidé de tenter une étude bidimensionnelle de l'équation de transport d'aire interfaciale.

### VI.4.2.3. Application aux écoulements bouillants : modélisation bidimensionnelle

Une modélisation bidimensionnelle peut sembler une approche plus pertinente qu'une modélisation monodimensionnelle. Il faut néanmoins garder à l'esprit que ce raisonnement ressemble plus à une fuite en avant qu'à une réelle solution : les problèmes d'effets de profils mis en évidence sont évidemment contournés mais au prix d'une augmentation significative de la complexité, surtout au niveau des relations de fermeture.

Les variations des profils radiaux d'aires interfaciales le long du canal sont dues aux phénomènes de coalescence ainsi qu'à la migration d'aire interfaciale créée en paroi vers le centre de l'écoulement. Il est aisé grâce à la banque de données de reproduire un maillage fictif, uniforme en  $z$ , en effectuant les interpolations nécessaires entre les différentes mesures. La figure VI.4-7 montre une partie du maillage fictif obtenu grâce aux mesures expérimentales.

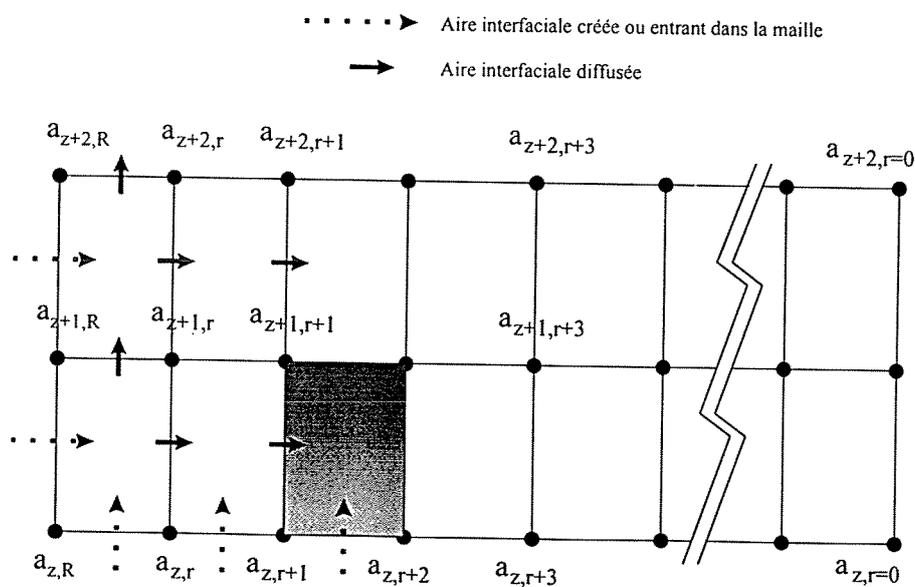


Figure VI.4-7 : Maillage fictif de la banque de données afin d'effectuer des bilans d'aire interfaciale dans les mailles

L'équation locale de bilan d'aire interfaciale s'écrit :

$$\operatorname{div}(a_i v_i) = \frac{1}{3\psi} \left( \frac{\alpha}{a_i} \right)^2 [-\phi^{\text{coal}}] \quad (\text{VI.97})$$

$$\left[ a_i \frac{\partial v_{gz}}{\partial z} + v_{gz} \frac{\partial a_i}{\partial z} \right] + \left[ a_i \frac{1}{r} \frac{\partial (rv_{gr})}{\partial r} + v_{gr} \frac{\partial a_i}{\partial r} \right] = \frac{1}{3\psi} \left( \frac{\alpha}{a_i} \right)^2 [-\phi^{\text{coal}}] \quad (\text{VI.98})$$

En discrétisant cette équation sur une maille non adjacente à la paroi il vient :

$$\left[ a_{\text{maille}} \frac{\Delta v_{gz}}{\Delta z} + v_{gz\text{maille}} \frac{\Delta a_i}{\Delta z} \right] = \frac{1}{3\psi} \left( \frac{\alpha_{\text{maille}}}{a_{\text{maille}}} \right)^2 [-\phi^{\text{coal}}]_{\text{maille}} - Fa_i \quad (\text{VI.99})$$

où :

$$Fa_i \triangleq \left[ a_i \frac{1}{r} \frac{\partial (rv_{gr})}{\partial r} + v_{gr} \frac{\partial a_i}{\partial r} \right] \quad (\text{VI.100})$$

représente un flux transversal d'aire interfaciale. Pour une maille adjacente à la paroi le membre de droite doit être complété par le terme  $\Phi_w$  de production d'aire interfaciale à la paroi donné par exemple par la relation (VI.84).

*Le préfacteur  $\Gamma$  de l'expression donnant le taux de coalescence pourra être ajusté de façon à ce que le terme  $Fa_i$  soit nul dans la maille adjacente à l'axe de la conduite que nous appellerons dans la suite maille centrale.*

La figure VI.4-8 représente le maillage fictif réalisé sur le domaine étudié et les résultats pour la maille centrale sont donnés au Tableau VI.4-5. Nous avons délibérément omis de mettre tous les titres thermodynamiques issus des interpolations, pour l'obtention d'un maillage régulier, afin de ne laisser que les titres correspondants aux mesures expérimentales.

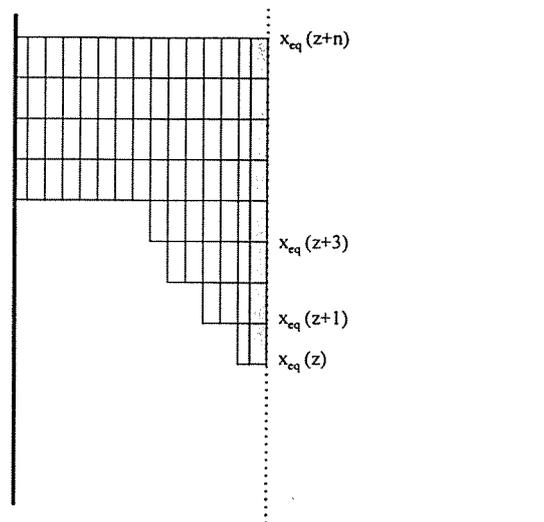


Figure VI.4-8 : Représentation du maillage fictif utilisé grâce à la banque de données

Titre correspondant à la maille	Efficacité de coalescence	Taux de coalescence ( $m^{-3}s^{-1}$ )	aire interfaciale mesurée de la maille centrale (1/m)	aire interfaciale calculée de la maille centrale (1/m)	$Fa_i$
0.101	0.94	22236	6322	36045	29722
0.085	0.94	14374	5954	30622	24668
0.074	0.93	9294	5600	24790	19190
0.064	0.93	7733	5346	22762	17416
0.056	0.93	5490	5200	18987	13786
0.049	0.93	4789	5117	17790	12673
0.043	0.93	5017	5016	18424	13408
0.035	0.93	5203	4937	18886	13948
0.029	0.93	3897	4887	16236	11348

Tableau VI.4-5 : Valeurs calculées dans la maille centrale ( $P = 2.62$  MPa)

Nous pouvons agir sur *deux facteurs* pour faire tendre  $Fa_i$  vers zéro :

- sur la valeur de l'aire interfaciale créée en paroi en modifiant les paramètres concernant la nucléation ( $n$ ,  $f$ ) et ainsi produire plus ou moins d'aire interfaciale en paroi,
- sur la valeur du taux de coalescence en modifiant les constantes du modèle de fréquence de collision et d'efficacité de coalescence.

En prenant par exemple les valeurs  $\Gamma'$  multiplié par 4,  $K$  multiplié par 2 et  $n$ , la densité de sites, divisé par 10, nous trouvons les résultats du Tableau VI.4-6 :

Titre correspondant à la maille	Efficacité de coalescence	Taux de coalescence ( $m^{-3}s^{-1}$ )	aire interfaciale mesurée de la maille centrale (1/m)	aire interfaciale calculée de la maille centrale (1/m)	$Fa_i$
0.10065	0.69	38514	6322	5322	-725
0.0855	0.69	33025	5954	5154	-584
0.07375	0.69	28140	5600	5400	-200
0.06415	0.68	23051	5346	5296	-50
0.05605	0.68	18503	5200	5202	2
0.04925	0.68	14125	5117	5157	40
0.04255	0.68	9785	5016	5316	300
0.0355	0.68	8214	4937	5037	100
0.029	0.68	5417	4887	4587	-300

**Tableau VI.4-6 : Valeurs calculées dans maille centrale après modification de certains des paramètres (P = 2.62 MPa)**

Nous constatons qu'il semble effectivement possible de faire tendre les valeurs de  $Fa_i$  dans les mailles centrales vers des valeurs quasi-nulles. Cependant il reste des écarts autour de la valeur nulle suivant les mailles à différents titres. Trois hypothèses peuvent être avancées pour expliquer ce comportement :

- *Les valeurs de l'aire interfaciale créée en paroi ne sont pas constantes suivant les mailles.*

Il a pu être vérifié que les résultats étaient extrêmement sensibles aux valeurs données par le modèle calculant l'aire interfaciale créée en paroi. Cela nous amène à penser que certains des paramètres pourraient évoluer le long de l'écoulement, comme par exemple la densité de sites de nucléation. Faire varier ce paramètre de  $\pm 40\%$  suivant les mailles peut minimiser les valeurs de  $Fa_i$  dans les mailles centrales. Nous avons effectivement pu trouver des valeurs nulles dans les mailles centrales quel que soit le titre en ajustant la valeur de l'aire interfaciale créée en paroi. Cependant aucune évolution logique de ce paramètre n'a été observée. En effet, nous avons dû faire varier ce paramètre de  $+30\%$  dans une maille à  $-10\%$  dans la maille suivante pour ajuster dans chacune des mailles centrales la valeur nulle pour l'aire interfaciale convectée. Cela est donc difficilement justifiable physiquement mise à part si les conditions de surface, influant sur la densité de sites de nucléation, fluctuent de façon radicale entre deux mailles, ce qui paraît peu probable.

- *Le taux de coalescence varie suivant l'évolution de l'écoulement.*

En jouant sur ce paramètre suivant les mailles, en fait suivant les valeurs du titre thermodynamique, nous avons également minimiser les valeurs de  $Fa_i$  dans les mailles centrales. Nous sommes alors amenés à penser que les phénomènes de coalescence pourraient également dépendre de phénomènes thermiques et non plus uniquement de la dynamique de l'écoulement.

- *Le fractionnement joue un rôle*

Nous pourrions, afin de minimiser la valeur de  $Fa_i$  dans les mailles centrales, rajouter des modèles supplémentaires de création ou de destruction d'aire interfaciale, comme par exemple un modèle de fragmentation. Cependant la prise en compte de ces modèles ne fait qu'ajouter des constantes à ajuster et il n'est pas sûr qu'il soit possible de trouver une gamme de paramètres constants quel que soit le titre !

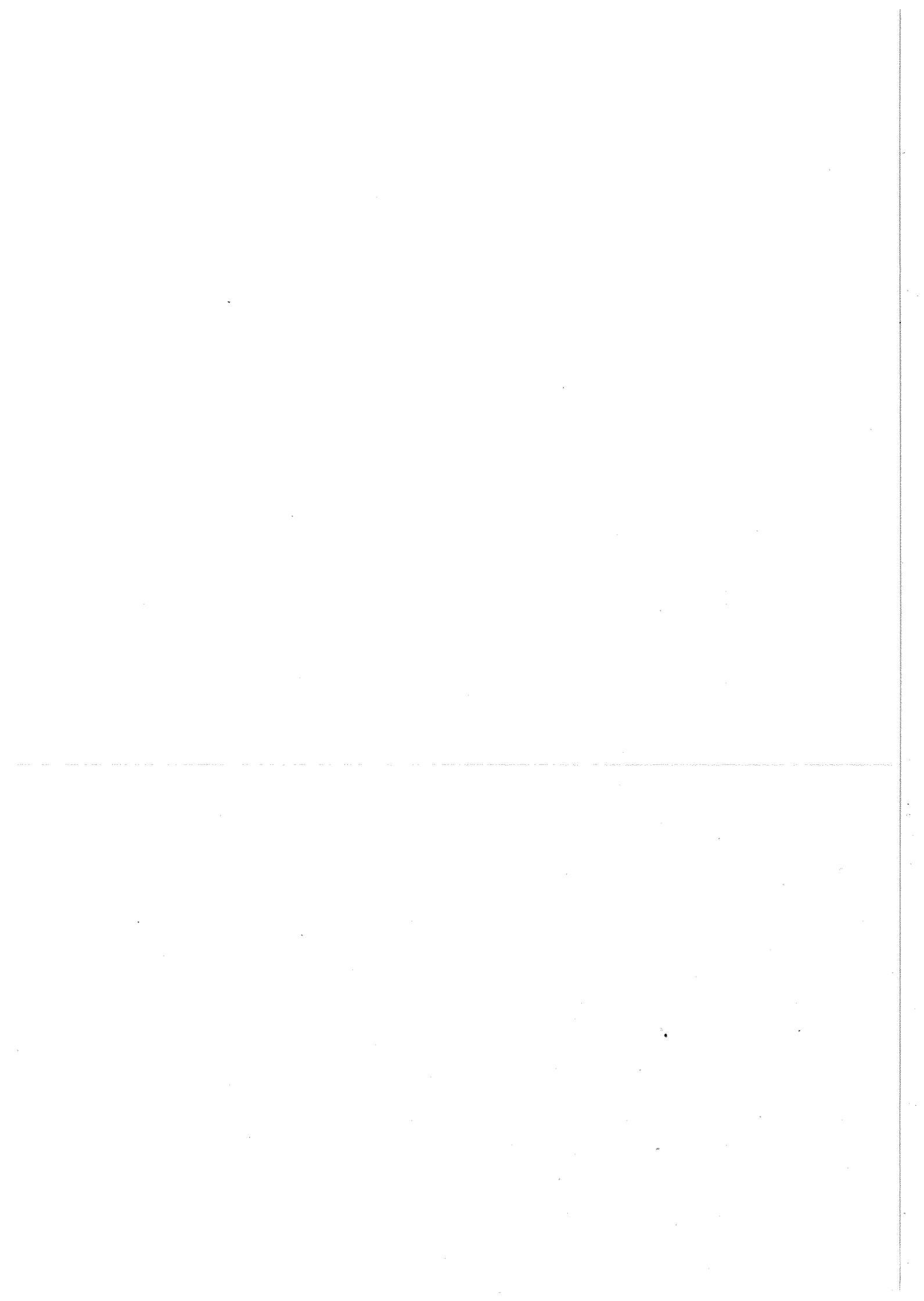
## VI.5. Conclusions

Au terme de cette étude sur les possibilités d'introduction d'une équation d'aire interfaciale pour la simulation des écoulements bouillants sous-saturés, nos conclusions sont assez réservées. Nous avons montré qu'il était possible d'établir et de vérifier une équation de transport d'aire interfaciale dans les écoulements bouillants à condition de connaître la production d'aire interfaciale en paroi, le taux de coalescence et un flux transversale d'aire interfaciale qu'il faudrait bien entendu modéliser. Cependant, nous avons vu que les difficultés liées à l'utilisation des modèles constituant cette équation ne rendait pas cette tâche évidente. De plus, nous avons traité des cas où l'écoulement était saturé. La difficulté risque d'être encore accrue pour l'étude des écoulements bouillant sous-saturés où des termes de recondensation vont venir se rajouter. Dans tous les cas, le manque de modélisation fine *des conditions d'ébullition en paroi* est évident.

Dans le cas monodimensionnel, la prise en compte d'effets de profils n'est pas aisée et les modèles sont sensibles au type de formulation utilisée.

Dans le cas bidimensionnel, les modèles dérivés d'essais en eau ne semblent pas pertinents et un ajustement de leurs constantes, bien que préservant la physique contenue dans les différents termes modélisés, n'est pas aisé. Cependant, ces modèles doivent être perfectibles et il est envisageable de penser que des améliorations permettront finalement l'introduction d'une équation de transport d'aire interfaciale pour mieux simuler l'évolution des interfaces et des échanges liés à celles-ci. Encore faut-il savoir si cette introduction ne va pas engendrer une complexité importante dans le système de résolution des codes actuels en comparaison aux gains en précision qu'elle pourrait éventuellement apporter. Il reste donc très difficile de conclure sur ce point malgré les espoirs que nous avons fondé sur ces travaux.





# Conclusions

La *Première partie* de ce travail a été consacrée à l'analyse des données expérimentales obtenues sur la boucle DEBORA au CEA/Grenoble. Des tests de cohérence ont été effectués et ont prouvé la qualité des mesures locales réalisées. Une analyse bibliographique critique des modèles monodimensionnels de taux de vide, de température de paroi, de pertes de pression et la comparaison de ces modèles aux résultats expérimentaux ont permis d'établir un ensemble de modèles applicables à la modélisation monodimensionnelle des écoulements bouillants sous-saturés d'eau et de Fréon 12.

Cette première partie de l'étude a permis d'identifier les points marquants suivants :

- le *diamètre des bulles en paroi* (et donc probablement le diamètre de détachement des bulles) semble être le même quel que soit le titre thermodynamique, ce qui semble indiquer que le phénomène prépondérant gouvernant la taille des bulles est d'origine mécanique plutôt que thermique,
- le *fractionnement* des bulles ne semble pas exister dans les configurations d'écoulements étudiés,
- la connaissance complète de la structure locale de l'écoulement nécessitera une instrumentation dédiée à la mesure des *composantes axiales et surtout radiales de la vitesse du liquide et de la vitesse du gaz*,
- des *modifications* des modèles de taux de vide ont été réalisées afin d'assurer la *continuité* de l'évolution de cette grandeur dans tout le domaine de l'ébullition sous-saturée.

Dans la *Deuxième partie* de ce travail nous avons effectué une **analyse multidimensionnelle** des écoulements bouillants sous-saturés. La majeure partie de ce travail a été réalisée grâce au code de calcul tridimensionnel ASTRID développé à Electricité de France.

Les résultats ont montré que ce code donne des résultats en accord avec les résultats expérimentaux sur les évolutions de la température du liquide, du taux de vide et de la vitesse axiale de la vapeur dans des écoulements bouillants sous-saturés. Cependant, nous avons mis en évidence certains points délicats concernant en particulier la modélisation de **l'ébullition en paroi** et l'hypothèse **d'un diamètre des bulles uniforme** imposé.

En ce qui concerne l'ébullition en paroi, le modèle, qui dans une première approche semblait pertinent, a montré ses limites. En effet, la relative *fragilité des corrélations* utilisées permettent d'envisager certaines améliorations.

En ce qui concerne le diamètre des bulles, nous avons montré que celui-ci influe de façon non négligeable sur les résultats des simulations. Devant la difficulté d'étudier avec efficacité ce paramètre, la solution adoptée pour le moment, c'est à dire l'utilisation d'un diamètre uniforme, paraît acceptable. Cependant, nous pensons qu'une représentation plus fine de l'évolution du diamètre des bulles pourrait permettre une amélioration quantitative des résultats.

Nous avons en conséquence examiné l'impact de *l'introduction d'une équation de transport d'aire interfaciale* en menant une réflexion originale à partir de la banque de donnée. Cette équation permettrait en effet d'évaluer l'aire de la surface au travers de laquelle s'effectuent les échanges de masse et d'énergie au sein de l'écoulement diphasique. Au terme de cette étude nos conclusions sont assez réservées car nous avons montré que l'utilisation d'une équation de transport d'aire interfaciale dans les écoulements bouillants saturés requerrait la connaissance de *la production d'aire interfaciale en paroi*, du taux de coalescence et du flux transversal d'aire interfaciale. La difficulté risque d'être encore accrue pour l'étude des écoulements bouillants sous-saturés où des termes de recondensation vont venir se rajouter. Dans chaque cas, le manque de modélisation fine *des conditions d'ébullition en paroi* est évident.

Les *perspectives* s'ouvrant à l'issue de ce travail sont nombreuses. Il est évident que des travaux importants et divers restent à effectuer, tant au point de vue expérimental que théorique.

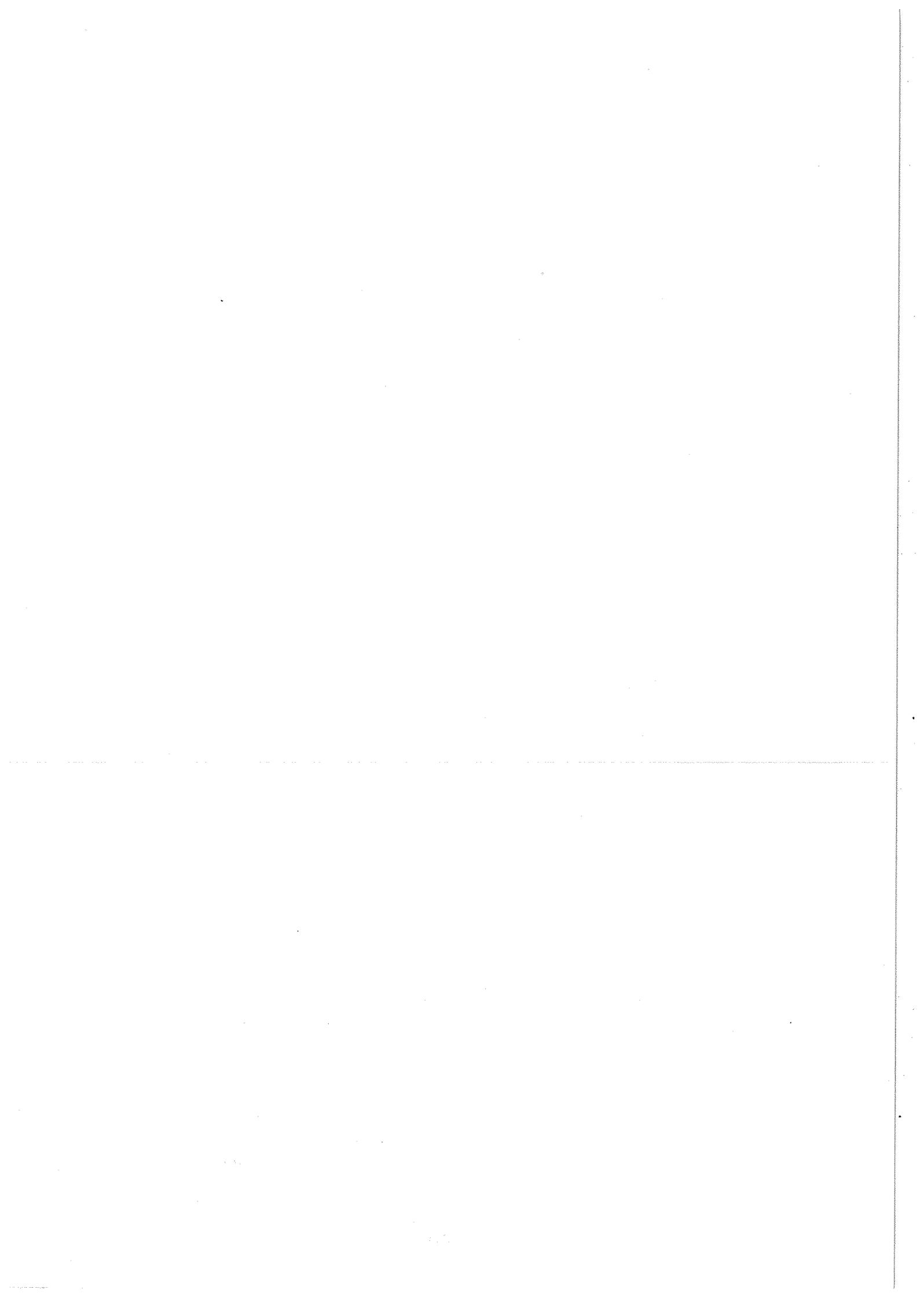
Il nous faut en premier lieu insister sur *la nécessité d'études expérimentales* qui conduiraient à une meilleure connaissance des phénomènes de nucléation en paroi. Pour cela, des *observations visuelles* et des *mesures fiables* doivent être réalisées dans les conditions d'écoulements rencontrés dans les REP. Notamment des études plus approfondies sur les sites de nucléation, leur activation et sur le comportement des bulles en paroi, doivent être réalisées afin d'améliorer les modèles de densité de sites, de diamètres et de fréquence de détachement des bulles.

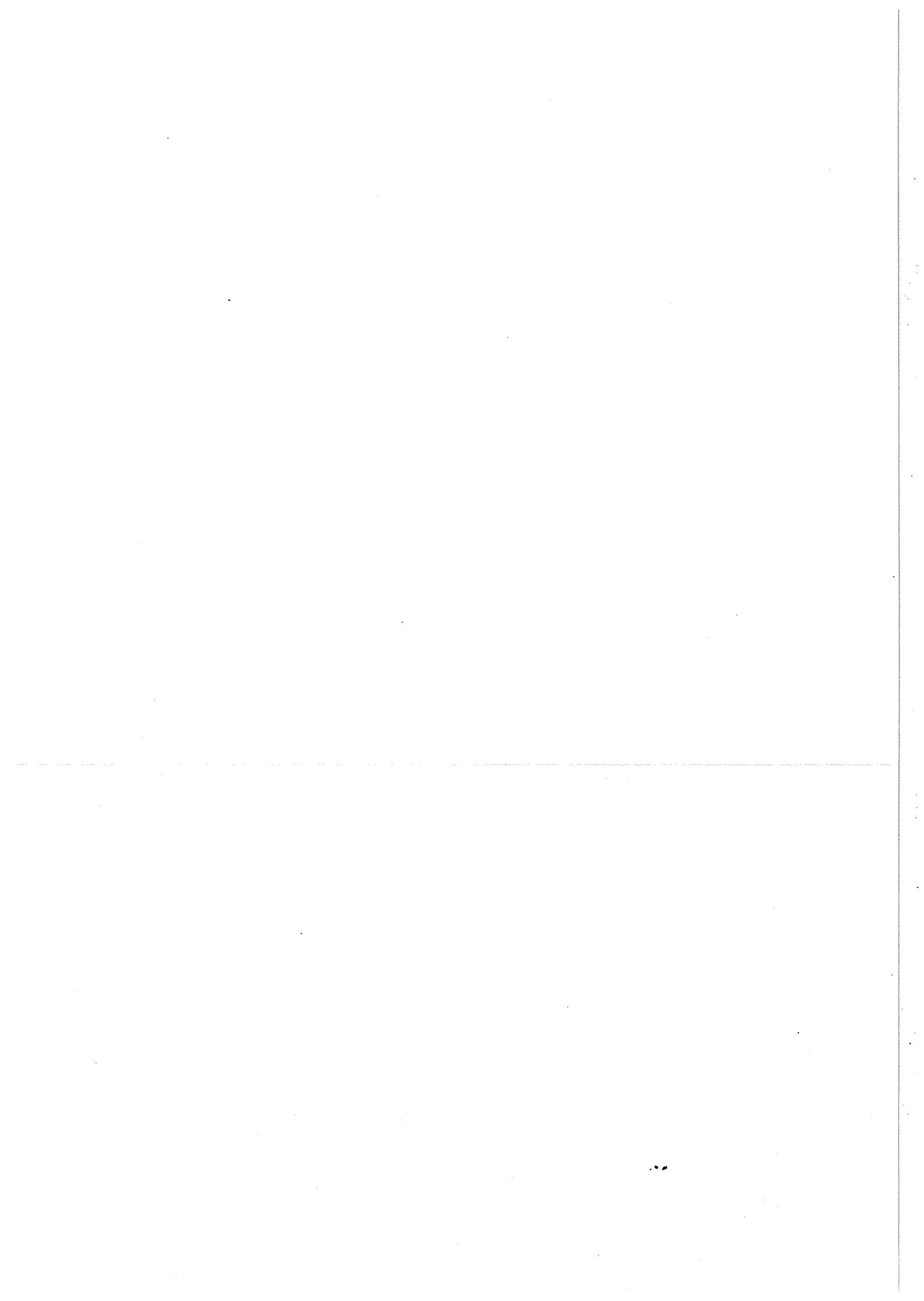
Des déterminations complètes des *champs de vitesse du liquide et du gaz* sont également nécessaires pour connaître et modéliser la structure locale de l'écoulement.

Le code de calcul ASTRID peut se révéler être un recours efficace pour étudier l'équation d'aire interfaciale. En effet, le code permet d'évaluer certaines grandeurs qui sont inaccessibles expérimentalement à ce jour comme la composante radiale de la vitesse du gaz.

La *modélisation de la turbulence*, développée à l'origine dans le cadre des écoulements à particules solides ou liquides (c'est à dire des particules dont la masse volumique est grande devant celle du fluide porteur), doit être également étudiée afin de proposer une modélisation adaptée aux particules légères (bulles).







## Références bibliographiques

Achard, J.L., 1978, Contribution à l'étude théorique des écoulements diphasique en régime transitoire, Thèse de Doctorat, Université Scientifique et Médicale, Institut National Polytechnique de Grenoble.

Ahmad, S.Y., 1970 , Axial distribution of bulk temperature and void fraction in a heated channel with inlet subcooling, *Journal of Heat Transfer*, Vol 92, pp 595-609.

Angelidou, C., Psimopoulos, M., Jameson, G.J., 1979, Size distribution functions of dispersions, *Chem. Eng. Sci.*, Vol 34, p 671-682.

Barthau, G., 1992, Active nucleation site density and pool boiling heat transfer-an experimental study, *Int J. Heat and Mass Transfer*, Vol.35, No 2, pp 271-278.

Bartolomei, G.G., et al., 1982, An experimental investigation of true volumetric vapour content with subcooled boiling in tubes, *Thermal engineering*, Vol. 29, No 3, pp 132-135.

Bel Fdhila, A.R., Simonin, O., 1992, Eulerian prediction of a turbulent bubbly flow downstream of a sudden pipe expansion., Proceedings of the 6<sup>th</sup> Workshop on Two-Phase Flow Predictions, Sommerfeld, M., Eds, March 30-April 2, Erlangen, Germany, pp. 264-273.

Bergles, A.E., Collier, J.G., Delhaye, J.M., Hewitt, G.F., & Mayinger, F., 1981, *Two-phase flow and heat in the power and process industries*, Hemisphere Publ. Corp & McGraw-Hill Book Comp, pp 241-244 et pp 108-116.

Bergles, A.E., Rohsenow, W.M., 1964 , The determination of forced convection surface boiling heat transfer, *Journal of Heat Transfer*, Vol 86, No 4, pp 365-372.

Berne, P., 1983, Contribution à la modélisation du taux de production de vapeur par auto-vaporisation dans les écoulements diphasiques en conduites. Thèse de doctorat. Ecole des Arts et Manufactures.

Bibeau, E.L., 1993, Void growth in subcooled flow boiling for circular and finned geometries for low values of pressure and velocity, Ph. D. Thesis, University of British Columbia.

Bilicki, Z., Kestin, J., Transition criteria for two-phase flow patterns in vertical upward flow, *Int J. of Multiphase Flow*, Vol.13, No.3, pp. 283-294.

Bhavaraju, S.M., Russell, T.W.F., Blanch, H.W., 1978, The design of gas sparged devices for viscous liquid systems, *AIChE J.*, Vol.24, No.3.

Blahak, A., Städtke, H., 1996, Modeling of transport of interfacial area concentration in two-phase flow systems, 31<sup>st</sup> European Two-phase Flow Group Meeting, Grenoble, June 3-5.

Borée, J., Charnay, G., Fabre, J., Legendre, D., Magnaudet, J., 1992, Ecoulements diphasiques eau-vapeur avec changement de phase, Rapport IMFT-Interface 106.

Bowring, R.W., 1962, Physical model based on bubble detachment and calculation of steam voidage in the subcooled region of a heated channel, OECD Halden Reactor Project, Report HRP-10.

Bricard, P., 1995, Modélisation de l'ébullition sous-saturée et de la crise d'ébullition par caléfaction en convection forcée, Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Paris.

- Carey, V.P., 1992, *Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena*, Hemisphere Publ. Corp, pp 506-508.
- Ceumern-Lindenstjerna, W.C., 1977, Bubble departure diameter and release frequencies during nucleate pool boiling of water and aqueous NaCl Solutions, *Heat Transfer in Boiling*, Hahne, E. and Grigg, U., Eds, Academic Press and Hemisphere.
- Chesters, A.K., Hoffman, G., 1982, Bubble coalescence in pure liquids, *Appl. Scientif. Res.*, Vol.38, pp.353.
- Chesters, A.K., 1991, The modeling of coalescence processes in fluid-liquid dispersions, *Trans. Inst. of Chem. Engineers*, 69 A, July, pp. 259-270.
- Chesters, A., 1993, The modeling of coalescence processes in fluid-liquid dispersions, *Trans. Inst. of Chem. Engineers*, 69 A, July, pp. 259-270.
- Christensen, H., 1961, Power to void transfer functions, ANL-6385.
- Clark, H.B., Streng, P.S., Westwater, J.W., 1959, Active sites for nucleation, *Chem. Eng. Prog. Symp. Ser.*, Vol 55, pp 103-110.
- Clift, R., Grace, J.R., Weber, M.E., 1978, *Bubbles, Drops and Particles*, Academic Press, New-York.
- Collier, J.G., & Thome, J.R., 1994, *Convective Boiling and Condensation*, Third Ed., Clarendon Press, pp 183-210, pp 220-233 et pp 233-240.
- Cole, R., 1960, A photographic study of pool boiling in the region of the critical heat flux, *AIChE J.*, Vol. 6, No 4, pp. 533-538.
- Coulaloglou, C.A., Tavlarides, L.L., 1977, Description of interaction processes in agitated liquid-liquid dispersions, *Chem. Eng. Sci.*, Vol.32, pp.1289-1297.
- Coutiris, N., 1993, Balance equations for fluid lines, sheets, filaments and membranes, *Int. J. of Multiphase Flow*, Vol.19, No.4, pp.611-637.
- Csanady, C., 1963, Turbulent diffusion of heavy particle in the atmosphere, *J. Atm. Sc.*, Vol.20, pp. 201-208.
- Cubizolles, G., 1996, Etude stéréologique de la topologie des écoulements diphasiques à haute pression, Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon.
- Davis, E.J., & Anderson, G.H., 1966, The incipience of nucleate boiling in forced convection flow, *AIChE Journal*, Vol 12, No 4, pp 774-780.
- Del Valle, M.V., Kenning, D.B., 1985, Subcooled flow boiling at high heat flux, *Int J. of Heat and Mass Transfer*, Vol.28, pp 1907-1920.
- Delhaye, J.M., 1976, Sur les surfaces volumiques locale et intégrale en écoulement diphasique, C.R. Acad. Sc., Paris, t. 282, Série A, pp. 243-246.
- Delhaye, J.M., 1981, *Two Phase Flow and Heat Transfer in the Power and Process Industries*, Chap. 2, Bergles, A.E., Collier, J.G., Delhaye, J.M., Hewitt, G.F. & Mayinger, F., Hemisphere Pub. Corp., pp 40-97.
- Delhaye, J.M., 1981, Frictional pressure drops, *Two-Phase Flow and Heat Transfer in the Power and Process Industries*, Bergles, A.E., Collier, J.G., Delhaye, J.M., Hewitt, G.F., & Mayinger, F., Hemisphere Publ. Corp., Ch. 3 pp 98-123.
- Deutch, E., Simonin, O., 1991, Large eddy simulation applied to the motion of particles in stationary-homogeneous fluid turbulence, *Proceedings of the first ASME/JSME Fluid Engineering Conference*, Michaelides, E.E., Fukano, T. & Serizawa, A., FED-Vol.110, pp. 35-42.

Dix, G.E., 1971, Vapor void fractions for forced convection with subcooled boiling at low flow rate, Ph.D. Thesis, University of California.

Drew, D.A., Woods, R.T., 1985, Overview and Taxonomy of models and methods, 1st International Workshop on Two-phase fundamentals, National Bureau of Standards, Gaithersburg, Maryland, USA.

Dukler, A.E., Wicks, M., Cleveland, R.E., 1964, Frictional pressure drop in two-phase flow, B. An approach through Similarity analysis, *AIChE J.*, Vol. 10, No 1, p 44.

Eddington, R.I., Kenning, D.B.R., 1978, The prediction of flow boiling bubble populations from gas bubble nucleation experiments, Proc 6th Int. Heat Transfer Conf., Vol.1, pp 257-280.

Egen, R.A., Dingee, D.A., Chastain, J.W., 1957, Vapor formation and behaviour in boiling heat transfer, BMI 1163.

Forster, K.E., Greif, R., 1958, ASME-AIChE Heat Transfer Conference, Paper 58-HT-11.

Friedel, L., 1979, Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two phase pipe flow, European two phase flow group meeting, Ispra, 5-8 June 1979, Paper E2.

Frost, W., Dzakowic, G.S., 1967, An extension of the method of predictive incipient boiling on commercial finished surfaces, ASME-AIChE Heat Transfer Conference, Seattle.

Gaertner, R.F., Westwater, J.W., 1960, Population of active sites in nucleate boiling heat transfer, *Chem. Engng. Prog. Symp. Ser.*, No.39, Vol. 56, pp. 39-48.

Garnier, J., 1993, Measurements of local thermal hydraulic parameter in R12 simulating PWR conditions from one phase flow until critical heat flux conditions, European two phase flow group meeting, Hanover.

Garnier, J., 1996, DEBORA, Topologie d'écoulement : remarques préliminaire sur l'utilisation de bi-sondes optiques, Rapport CEA/SETEX/LTDF/96-15.

Garnier, J., 1997, Measurement of local flow pattern in boiling R12 simulating PWR conditions with multiple optical probes, OECD/CSNI specialist meeting on advanced instrumentation and measurements techniques, Santa Barbara, CA March 17-20.

Garnier, J., 1998, DEBORA, Topologie d'écoulement : mise en forme et description de la banque finalisée, Rapport CEA/SETEX/LTDF/98-65.

Garnier, J., 2000, Communication privée.

Griffith, P., Clark, J.A., Roshenow, W.M., 1958, Void volumes in subcooled boiling systems, ASME Paper 58-HT-19, ASME, New-York.

Griffith, P., Wallis, J.D., 1960, The role of surface conditions in nucleate boiling, AIChE Chem. Engng. Prog. Symp. Ser., Vol. 56, pp 49-63.

Grossetête, C., 1995a, Caractérisation expérimentale et simulations de l'évolution d'un écoulement diphasique à bulles ascendant dans une conduite verticale, Thèse de doctorat, Ecole Centrale Paris.

Grossetête, C., 1995b, Experimental investigation and preliminary numerical simulations of void profile development in a vertical cylindrical pipe, Proceedings of the 2<sup>nd</sup> International Conference on Multiphase Flow '95- Kyoto, paper IF1.

Guido-Lavalle, G., Carrica, P., Clause, A., Qazi, M.K., 1994, A bubble number density constitutive equation, *Nul. Eng. Design*, Vol.152, pp. 213-224.

Guido-Lavalle, G., Clause, A., 1991, Application of the statistical description of two-phase flows to interfacial area assessment, VII ENFIR, Atibaia, SP, Setembro, pp.143-146.

Gungor, K.E., & Winterton, R.H.S., 1986, A general correlation for flow boiling in tubes and annuli, *Int J. of Heat and Mass Transfer*, Vol.29, No 3, pp 351-358.

Hahne, E., Skok, H. & Spindler, N., 1993, A new pressure drop correlation for subcooled boiling, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol.36, No17, pp 4267-4274.

Hancox, W.T., Nicoll, W.B., 1971, A general technique for the prediction of void distributions in non-steady two-phase forced convection, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol.14, No, 3, pp 1377-1394.

Hibiki, T., Hogsett, S., Ishii, M., 1998a, Local measurement of interfacial area, interfacial velocity and liquid turbulence in two-phase flow, *Nuc. Eng. & Design*, Vol.184, pp.287-304.

Hibiki, T., Ishii, M., Xiao, Z., 1998b, Local flow measurements of vertical upward air-water flow in a round tube, *3<sup>rd</sup> Int. Conference on Multiphase Flow*, Serizawa, A., Fukano, T., Bataille, J., Eds., Lyon, France.

Hibicki, T., Ishii, M., 1999, Interfacial area transport of adiabatic air-water bubbly flow in vertical round tubes, *Proceedings of the 33<sup>rd</sup> national Heat transfer Conference*, August 15-17, Albuquerque, New Mexico, paper HTD99-51.

Hoffman, M.A., Wong, C.F., 1992, Prediction of pressure drops in forced convection subcooled boiling water flows, *Int J. of Heat and Mass Transfer*, Vol.35, No12, pp 3291-3299.

Hsu, Y.Y., 1962, On the size range of active nucleation cavities in a heating surface, *Trans. ASME, Journal of Heat Transfer*, Vol 84, No 3, pp 207-216.

Ishii, M., 1975, Thermo-fluid dynamic theory of two-phase flow, Eyrolles, Paris.

Ishii, M., 1977, One-dimensional drift-flux model and constitutive equations for the relative motion between phases in various two-phase flow regimes, ANL Report-77-47.

Ishii, M., Zuber, N., 1979, Drag coefficient and relative velocity in bubbly, droplet or particular flow, *AIChE J.*, Vol.25, No 5, pp 843-855.

Jakob, M., 1958, *Heat Transfer*, Vol. 1, Wiley, New York.

Kalkach-Navarro, S, Lahey, R.T.Jr., Drew, D.A., 1993, Interfacial area density, mean radius and number density measurements in bubbly two-phase flow, *Nuc. Eng. & Design*, Vol.142, pp.341-351.

Kalkach-Navarro, S, Lahey, R.T.Jr., Drew, D.A., 1994, analysis of the bubbly/slug flow regime transition, *Nuc. Eng. Design*, Vol.142, pp.341-351.

Kandiklar, S.G., 1998, Heat transfer characteristics in partial boiling, fully developed boiling and significant void flow regions of subcooled flow boiling, *Journal of Heat Transfer*, Vol 120, pp 395-401.

Kataoka, I., Serizawa, 1990, Interfacial area concentration in bubbly flow, *Nuclear Engineering and Design*, Vol. 120, pp 163-180.

Kestin, J., Richardson, P.D., 1963, Heat transfer across turbulent, incompressible boundary layers, *Int J. of Heat and Mass Transfer*, Vol.6, pp147-189.

Kirkpatrick, R.D., Lockett, M.J., 1974, The influence of approach velocity on bubble coalescence, *Chemical Engineering Science*, Vol.29, pp.2363-2373.

Klausner, J.F., Mei, R., Bernhard, D.M., Biderman, R.M., 1993, Vapor bubble departure in forced convective boiling, *Int J. of Heat and Mass Transfer*, Vol.36, No 3, pp 651-662.

Kocamustafaogullari, G., Ishii, M., 1983, Interfacial area and nucleation site density in boiling systems, *Int J. of Heat and Mass Transfer*, Vol.26, pp1377-1387.

Kocamustafaogullari, G., Ishii, M., 1995, Foundation of the interfacial area transport equation and its closure relation, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.38 , No.3, pp.481-493.

Kocamustafaogullari, G., Huang, W.D., razi, J., 1994, The influence of approach velocity on bubble coalescence, *Nul. Eng. Design*, Vol.148, pp.437-453.

Kocamustafaogullari, G., Ishii, M., 1993, Interfacial area and nucleation site density in boiling systems, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol.26 , No.9, pp.1377-1387.

Kolev, N.I., 1993, Fragmentation and coalescence dynamics in two phase flow, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol.6, pp.211-251.

Kroeger, P.G., & Zuber, N., 1968, An analysis of the effects of various parameters on the average void fractions in subcooled boiling, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol.11, pp 211- 233.

Kurul, N., Podowski, M.Z., 1991, Multidimensionnal effects in forced convection subcooled boiling, International Heat Transfer Conference, Jerusalem, Vol. 1, Paper BO-04, pp. 21-26.

Kutateladze, S.S., 1961, Boiling heat transfer, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol.4 pp 31-45.

Lafi, A.Y., Reyes, J.N.Jr., 1993, Phenomenological models for fluid particle coalescence and breakage, report OSU-NE-9120, Oregon state University, Department of Nuclear Engineering, Corvallis, OR 97331-5902.

Lahey, R.T., Jr., & Moody, F.J., 1977, The thermal hydraulics of a boiling water nuclear reactor, American Nuclear Society, LaGrange Park, IL.

Larrauri D., Freydier P., 1995, Note théorique du logiciel ASTRID Eau-Vapeur 3.2.1., Note EDF HT-34/95/029/A.

Larrauri D., Rousseau B., 1996, Propositions de modifications en vue de la prochaine version d'ASTRID Eau-Vapeur., Note EDF HT-34/96/025/A

Larson, P.S., & Tong, L.S., 1969, Void fraction in subcooled flow boiling, *Journal of Heat Transfer*, november, Vol 91, pp 471-476.

Lauder, B.,E., Spalding, D.B., 1974, The numerical computation of turbulent flows, *Comp. Mech. Appl. Mech. Eng.*, Vol.3, pp. 269-289.

Lee, C.H., Mudawwar, I., 1988, A mechanistic critical heat flux model for subcooled flow boiling based on local bulk flow conditions, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 14, No 6, pp 711-728.

Lee, S.C., Bankoff, G.S., Dorra, H., 1992, A critical review of predictive models for the onset of significant void in forced convection subcooled boiling, *Fundamentals of Subcooled Flow Boiling*, HTD-Vol. 217, pp. 33-39.

Levich, V.G., 1962, Physicochemical hydrodynamics, Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ.

Levy, S., 1967, Forced convection subcooled boiling-prediction of vapor volumetric fraction, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol.10, pp 951-965.

Liu, T.J., 1993, Bubble size and entrance length effect on void development in a vertical channel, *Int. J. of Multiphase flow*, Vol.19, No 1, pp 99-113.

Liu, Z., & Winterton, R.H.S., 1991, A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based on a nucleate pool boiling equation, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol.34, No 11, pp 2759-2766.

Loeb, L.B., 1927, The kinetic theory of gases, Dover, New- york.

Manon, E., Garnier, J, Cubizolles, G., Delhay, J.M., 2000, A reference data bank for boiling phenomena at high pressure and high flux : Toward a better understanding of flow topology from the onset of boiling to the boiling crisis, submitted to *Multiphase Science and Technology*.

March, P., Peybernes, J., Garnier J., 1999, Visualization and flow pattern of nucleate boiling in PWR conditions : accessible parameters and observed phenomena, *Two-phase flow modeling and experimentation*, Celata, G.P., Di Marco, P., Shah, R.K., Ed., Edizioni ETS, Pise 23-26 May.

March, P., 1999, *Caractérisation et modélisation de l'environnement thermohydraulique et chimique des gaines de combustible des réacteurs à eau sous pression en présence d'ébullition*, Thèse de doctorat, Université de Provence Aix-Marseille I.

Maroti,L., 1975, Axial distribution of void fraction in subcooled boiling, Report KFLI-15-52, Hungarian Academy Science, Budapest.

Martinelli, R.C., 1947, Heat transfer to molten metals, *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs.*, Vol. 69, p 947.

Mayinger,F., 1989, Void fraction and pressure drop in subcooled forced convective boiling with refrigerant 12, 7th EURO THERM Seminar on Thermal Non Equilibrium in Two Phase Flow, Rome 23-24 March.

Millies, M., Mewes, D., 1995, A transport equation for the local interfacial area density in two-phase flow, 2<sup>nd</sup> *Int. Conference on Multiphase Flow*, Serizawa, A., Fukano, T., Bataille, J., Eds., Kyoto, Japan, April 3-7, pp.MO3-7-13.

Mikielewicz, J., 1974, Semi empirical method of determining the heat transfer coefficient for subcooled, saturated boiling in a channel, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol.17, No 10, pp 1129-1134.

Mimouni, S., Schwartz, N., 1997, Etude de sensibilité sur le logiciel ASTRID Eau-Vapeur, Note EDF HT-34/97/053/A.

Mimouni, S., 1999, Note théorique du logiciel ASTRID Eau-Vapeur V3.4, Note EDF HT-33/99/008/A.

Mimouni, S., Leduc, C., 1999, Recueil de fiches de validation du logiciel ASTRID Eau-Vapeur V3.4, Note EDF HT-33/99/007/A.

Moles, F.D., & Shaw, J.F.G., 1972, Boiling heat transfer to subcooled liquids under conditions of forced convection, *Trans. Instn. Chem. Engrs*, Vol. 50, pp 76-84.

Morel, C., 1997, Modélisation multidimensionnelle des écoulements diphasique gaz-liquide. application à la simulation des écoulements à bulles ascendants en conduite verticale, Thèse de doctorat, Ecole Centrale Paris.

Morel, C., Goreaud, N., Delhay, J.M., 1999, The local volumetric interfacial area transport equation : derivation and physical significance, *International journal of Multiphase flow*, Vol.25, No 6-7, pp 1099-1128.

Navarro-Valenti, S., Clause, A., Drew, D.A., Lahey, R.T.Jr., 1991, A contribution to the mathematical modelling of bubbly/slug flow regime transition, *Chem. Eng. Comm.*, Vol.102, pp.69-85.

Oolman, T.O., Blanch, H.W., 1986, Bubble coalescence in stagnant liquids, *Chem. Eng Commun.*, Vol.43, pp.237-261 .

Owens, W.L., 1963, Two-phase pressure gradient, International development in heat transfer, ASME, pp 363-368.

Owens, W.L., Shrock, V.E., 1960, Local pressure gradients for subcooled boiling of water in vertical tubes, ASME paper No. 60-WA-249.

Park, J.W., Drew, D.A., Lahey, R.T.Jr., 1994, The measurements of void waves in bubbly two-phase flow, *Nuc. Eng. & Design*, Vol.149, pp.37-52.

- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., Flannery, B. P., 1992, *Numerical recipes*, Cambridge University Press.
- Prince, M.J., Blanch, H.W., Bubble coalescence and break-up in air-sparged bubble columns, *AIChE J.*, Vol.36, No.10, pp.1485-1499.
- Pujet S., 1995, Modélisation de la coalescence des bulles en écoulement eau-air turbulent, Rapport EDF/DER/HT-34/95/016-A.
- Pujet, S., 1998, Modélisation de l'écoulement autour d'une bulle de vapeur en formation sur une paroi chauffante en ébullition convective sous-saturée, Thèse de l'école Centrale de Paris.
- Reynolds, J.B., 1954, Local boiling pressure drop, ANL 5178.
- Rogers, J.T., Salcudean, M., Abdullah, Z., McLeod, D., Poirier, D., 1987, The onset of significant void in up-flow boiling of water at low pressure and velocities, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol.30, No 11, pp 2247-2260.
- Rohde, R.R., 1962, personal communication in boiling water reactor technology, status of the art report, vol.I, Heat transfer and hydraulics (edited by P.A. Lottes), ANL-6561.
- Rohsenow, W.M., 1952, A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquid, *Trans. ASME*, 74, 969.
- Rotta, J.C., Turbulence Strogumen, B.G., Teubner, stuttgart, Germany.
- Rouhani, S.Z., 1966, Void measurements in the regions subcooled and low quality boiling, AE-239, Partie 2.
- Rouhani, S.Z., 1968, Calculation of steam volume fraction in the subcooled boiling, *Journal of Heat Transfer*, Vol 90, pp 158-164.
- Rouhani, S.Z. & Axelsson, E., 1970, Calculation of void volume fraction in the subcooled and quality boiling regions, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol.13, pp 383-393.
- Roy, R.P., Vilidandla, V., Kalra, S.P., 1997, Velocity field in turbulent subcooled boiling flow, *Journal of Heat Transfer*, Vol 119, pp 754-766.
- Saha, P., & Zuber, N., 1974, Point of net vapour generation and vapour void fraction in subcooled boiling, 5th Int. Heat transfer Conf. Tokyo, Paper B4.7.
- Schlichting, H., 1979, *Boundary layer theory*, McGraw-Hill, New York.
- Sekoguchi, K., Nishikawa, K., Hirata, N., 1974, Flow boiling in subcooled and low quality regions-Heat transfer and local void fraction, Proceedings of Fifth international heat transfer conference, Vol 4, paper B4.8, pp 180-184.
- Sekoguchi, K., Tanaka, O., Esaki, S., Imasaka, T., 1980, Prediction of void fraction in subcooled and low quality boiling regions, Bulletin of the JSME, Vol 23, No 183, pp 1475-7482.
- Serizawa, A., 1979, A study of forced convective subcooled boiling, Two-Phase Momentum Heat and Mass Transfer in Chemical Process and Energy Engineering Systems, Durst, F., Tsiklauri, G.V. and Afgan, N.H., Eds, Vol 1, pp 231-242.
- Shah, M.M., 1976, A new correlation for heat transfer during boiling flow through pipes, ASHRAE Trans., Vol.82, pp 66-73.
- Singh, A., Mikic, B.B., Rohsenow, W.M., 1974, Effect of surface condition on nucleation and boiling characteristics, Rep. DSR-7341-93, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA.

- Simonin, O., Viollet, P.L., 1989, Numerical study on phase dispersion mechanisms in turbulent bubbly flows, International Conference on Mechanics of Two-Phase Flows, June 12-15, Taipei, Taiwan, pp. 162-168.
- Simonin, O., 1990, Eulerian formulation for particle dispersion in turbulent two-phase flows, Proceedings of the 5<sup>th</sup> Workshop on Two-Phase Flow Predictions, Sommerfeld, M. & Wennerberg, D., Eds, March 19-22, Erlangen, Germany, pp. 156-166.
- Simonin, O., Balzer, G., Deutsch, E., Boelle, A., He, J., Lavieville, J., 1996, Modélisation des écoulements diphasiques fluide-particules, Ecole CEA-EDF-INRIA, Problèmes non linéaires appliqués, méthodes numériques pour les écoulements diphasiques, 18-21 Novembre, INRIA Rocquencourt.
- Staub, F.W., 1968, The void fraction in subcooled boiling-prediction of the initial point of net vapor generation, ASME paper 67-HT-36, National Heat Transfer Conference, ASME, New York.
- Stuhmiller, J.H., Ferguson, R.E., Wang, S.S., Agee, L.E., 1983, Two-phase flow regime modeling, Transient two-phase flow, Plesset, M.S., Zuber, N., Catton, I., Eds., New-York NY, hemisphere publishing Ed., pp.353-368.
- Suzanne, C., Ellingsen, K., Risso, F., Roig, V., 1998, Local measurements in turbulent bubbly flows, *Nuclear Engineering & Design*, Vol.184, No.2-3, pp.319-327.
- Taitel, Y., Bornea, D., Dukler, A.E., 1980, Modelling flow pattern transition for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes, *AIChE J.*, Vol.26, pp.345-354.
- Tarasova, N.V., Leontiev, A.I., Hlopushin, V.I., & Orlov, V.M., 1966, Pressure drop of boiling subcooled water and steam-water mixture flowing in heated channels, Proc. 3rd Int. Heat transfer Conference, Chicago, Vol. 4, paper 113, pp. 178-183.
- Tarasova, N.V., Orlov, V.M., 1962, An investigation into hydraulic resistance with surface boiling of water in a tube, *Teploenergetika*, Vol. 6, pp. 48-52.
- Thai Van, D., Minier, J.P., Simonin, O., Freydier, P., Olive, J., 1994, Multidimensional two-fluid model computation of turbulent dispersed two-phase flows, *Numerical Methods in Multiphase Flows*, Proceedings of the ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, Crowe, C.T., Johnson, R., Prosperti, A., Sommerfeld, M. & Tsuji, Y., June 19-23, Lake Tahoe, USA, FED-Vol.185, pp. 277-291.
- Thom, J.R.S., 1964, Prediction of pressure drop during forced circulation of water, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol.7, pp 1095-1099.
- Thom, J.R.S., Walker, W.M., Fallon, T.A., and Reising, G.F.S., 1966, Boiling in subcooled water during flow-up heated tubes or annuli, Symposium on boiling heat transfer in steam generation units and heat exchangers, Manchester, Paper 6, IMechE (London).
- Thomas, R.M., 1981, Bubble coalescence in turbulent flows, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol.7, No.6, pp.709-717.
- Thorncroft, G.E., Klausner, J.F., Mei, R., 1998, An experimental investigation of bubble growth and detachment in vertical upflow and downflow boiling, *Int J. of Heat and Mass Transfer*, Vol.41, pp 3857-3871.
- Tolubinsky, V.I., Kostanchuk, D.M., 1970, Paper presented at the 4th Int.Heat transfer Conf., Paris-Versailles, 1970, B2.8.
- Tong, L.S., & Tang, Y.S., 1997, Boiling Heat transfer and Two Phase Flow, Taylor & Francis, pp 152-155.
- Tong, L.S., 1967, Prediction of departure from nucleate boiling for an axially non-uniform heat flux distribution, *J. Nuclear energy*, Vol.21, pp 241-248.
- Treshchev, G.G., 1969, The number of vapor formation centers in surface boiling, Convective heat transfer in two-phase and one-phase flows, Borishanskii & Paleev ed., Jerusalem.

- Tsouris, C., Tavlarides, L.L., 1994, Breakage and coalescence model for drops in turbulent dispersions, *AIChE J.*, Vol.40, pp.395-406.
- Unal, H.C., 1975, Determination of the initial point of net vapor generation in flow boiling system, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol.18, No 4, pp 709-724.
- Unal, H.C., 1976, Maximum bubble diameter, maximum bubble growth time and bubble growth rate during subcooled nucleate low boiling of water up to 17.7 MN/m<sup>2</sup>, *Int J. Heat and Mass Transfer*, Vol.19, pp 643-649.
- Vandervort, C.L., Bergles, A.E. & Jensen, M.K., 1992, Heat transfer mechanisms in very high heat flux subcooled boiling, *Fundamentals of Subcooled Flow Boiling*, HTD-Vol. 217, pp. 1-9.
- Veteau, J.M., 1981, Contribution à l'étude des techniques de mesures de l'aire interfaciale dans les écoulements à bulles, Thèse de doctorat, Université Scientifique et Médicale & Institut National Polytechnique de Grenoble.
- Waggener, J.P., 1961, Friction factors for pressure drop calculations, *Nucleonics*, Vol. 19, p145-146.
- Wallis, G.B., 1969, *One dimensional two-phase flow*, McGraw-Hill.
- Wang, C.H., Dhir, V.K., 1993, Effect of surface wettability on active nucleation site density during pool boiling of water on a vertical surface, *Journal of Heat Transfer*, Vol.115, pp 659-669.
- Wells, M.R., Sock, D.E., 1983, The effect of crossing trajectories on the dispersion of particles in a turbulent flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.136, pp. 233-261.
- Wu, Q., Kim, S., Ishii, M., Beus, S.G., 1998, One group interfacial area concentration in vertical air-water bubbly flow, *International Heat Transfer Conference*, HTC-Vol 10, p 67.
- Zeng, L.Z., Klausner, J.F., 1993, Nucleation site density in forced convection boiling, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 115, pp 215-221.
- Zuber, N., 1963, Nucleate boiling-the region of isolated bubbles- similarity with natural convection, *Int J. of Heat and Mass Transfer*, Vol.6, p 53-76.
- Zuber, N., Findlay, J.A., 1965, Average volumetric concentration in two phase flow systems, *Journal of Heat Transfer*, Vol. 87, pp 453-467.
- Zuber, N., Staub, F.W., Bijwaard, G., and Kroeger, P.G., 1967, Steady state transient void fraction in two phase flow systems, GEAP 5417.
- Zudin, Y.B., 1998, Calculation of the surface density of nucleation sites in nucleate boiling of a liquid, *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, Val. 71, No. 1 pp 178-183. *Thermophysics*, Val. 71, No. 1 pp 178-183.
- Zun, I., 1988, Transition from wall void peaking to core void peaking in turbulent bubbly flow, *Transport Phenomena in Multiphase Flow*, Afgan, N.H., Ed., Hemisphere Publ. Corp.
- Zun, I., Moze, S., 1990, Void fraction profile evolution in bubbly flow, 25<sup>th</sup> European two-phase flow group meeting, paper B2.
- Zun, I., Klejnak, I., Moze, S., 1993, Space-time evolution on non-homogeneous bubble distribution in upward flow, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol.19, No.1, pp.151-172.



## Annexe I

### Les modèles de turbulence

#### Modèle de turbulence pour la phase continue

L'échelle de la turbulence de la phase continue est supposée grande devant la taille des inclusions et sa modélisation s'inspire donc de celle établie des écoulements monophasiques. L'hypothèse de viscosité turbulente permet d'écrire les composantes du tenseur de Reynolds de la phase continue sous la forme suivante :

$$\overline{v_{i,j} v_{i,j}}^{xp} = -v_1^t \left[ \frac{\partial v_{i,j}}{\partial x_j} + \frac{\partial v_{i,j}}{\partial x_i} \right] + \frac{2}{3} \delta_{ij} \left[ k_1 + v_1^t \frac{\partial v_{1,m}}{\partial x_m} \right] \quad (\text{A.1})$$

où  $\delta_{ij}$  est le symbole de Kronecker,  $v_1^t$  est écrit en fonction de l'énergie cinétique turbulente  $k_1$  et d'un temps caractéristique  $\tau_1^t$  :

$$v_1^t = \frac{2}{3} k_1 \tau_1^t \quad k_1 \triangleq \frac{1}{2} \overline{v_{i,j} v_{i,j}}^{xp} \quad (\text{A.2})$$

L'échelle de temps  $\tau_1^t$  des tourbillons énergétiques est donnée directement à partir de l'énergie cinétique turbulente  $k_1$  et de la dissipation turbulente  $\varepsilon_1$  :

$$\tau_1^t = \frac{2}{3} C_\mu \frac{k_1}{\varepsilon_1} \quad (\text{A.3})$$

L'énergie cinétique turbulente  $k_1$  et le taux de dissipation turbulente  $\varepsilon_1$  sont calculés à l'aide du modèle k- $\varepsilon$  standard auquel sont ajoutés des termes associés au transfert interfacial d'énergie cinétique turbulente des deux phases (Launder & Spalding, 1974; Simonin & Viollet, 1990). Les équations de transport pour  $k_1$  et  $\varepsilon_1$  sont écrites sous la forme suivante :

$$\alpha_1 \rho_l \frac{\partial k_l}{\partial t} + \alpha_1 \rho_l v_{l,j} \frac{\partial k_l}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \alpha_1 \rho_l \frac{v_l^t}{\sigma_k} \frac{\partial k_l}{\partial x_j} \right] - \alpha_1 \rho_l \varepsilon_l - \alpha_1 \rho_l \overline{v_{l,i} v_{l,j}}^{xp} \frac{\partial v_{l,i}}{\partial x_j} + \Pi_{k_l} \quad (\text{A.4})$$

$$\alpha_1 \rho_l \frac{\partial \varepsilon_l}{\partial t} + \alpha_1 \rho_l v_{l,j} \frac{\partial \varepsilon_l}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \alpha_1 \rho_l \frac{v_l^t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon_l}{\partial x_j} \right] - \frac{\varepsilon_l}{k_l} \left[ C_{\varepsilon,1} \alpha_1 \rho_l \overline{v_{l,i} v_{l,j}}^{xp} \frac{\partial v_{l,i}}{\partial x_j} + C_{\varepsilon,3} \alpha_1 \rho_l \varepsilon_l - C_{\varepsilon,2} \Lambda_{k_l} \right] \quad (\text{A.5})$$

Le terme de transfert turbulent de quantité de mouvement  $\Lambda_{k_l}$  est écrit sous la forme suivante :

$$\Lambda_{k_l} = \frac{\rho_g}{\rho_g + \rho_l C_{MA}} \alpha_g \rho_l F_D \left[ k_{l2} - 2k_l + V_{d,i} (v_{g,i} - v_{l,i}) \right] \quad (\text{A.6})$$

où  $C_{MA}$  est le coefficient de masse ajoutée,  $V_{d,i}$  est la  $i$ -ème composante de la vitesse de dérive et où la force de traînée  $F_D$  est donnée par la relation suivante :

$$F_D = \frac{3}{4} \frac{C_D}{D_b} \left\langle \left| \vec{v}_r \right| \right\rangle \quad (\text{A.7})$$

Les valeurs des coefficients  $C_\mu$ ,  $C_{\varepsilon,1}$ ,  $C_{\varepsilon,2}$ ,  $C_{\varepsilon,3}$  du modèle de turbulence sont la propriété d'Electricité de France et ne peuvent être divulguées.

### Mouvement fluctuant des inclusions

Le modèle d'entraînement local des inclusions par la turbulence de la phase continue a été développé sur la base d'une extension du modèle de Tchen par Simonin (1990) et Deutch & Simonin (1991). Ces auteurs supposent que la fonction Lagrangienne de la turbulence du fluide, calculée suivant la trajectoire des inclusions, peut-être exprimée sous une forme purement exponentielle. Dans ce cas, l'énergie cinétique turbulente des particules  $k_2$  et la trace du tenseur de covariance des mouvements fluctuants de la phase continue et de la phase

dispersée  $k_{12}$  peuvent être écrits sous forme de fonctions algébriques de l'énergie cinétique turbulente du fluide  $k_1$ , à condition de supposer que le calcul, effectué le long des trajectoires des inclusions, ne modifie pas la valeur de l'énergie cinétique turbulente de la phase continue :

$$\begin{aligned} k_2 &= k_1 \left[ \frac{b^2 + \eta_r}{1 + \eta_r} \right] & \text{avec } \eta_r &\triangleq \frac{\tau_{12}^i}{\tau_{12}^F} \\ k_{12} &= 2k_1 \left[ \frac{b + \eta_r}{1 + \eta_r} \right] & b &\triangleq \frac{1 + C_{MA}}{\frac{\rho_2}{\rho_1} + C_{MA}} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Le temps caractéristique  $\tau_{12}^F$  de l'entraînement des inclusions par le mouvement de la phase continue, tient compte des effets inertiels agissant sur les inclusions et est écrit sous la forme :

$$\tau_{12}^F = \frac{1}{F_D} \left( \frac{\rho_2}{\rho_1} + C_{MA} \right) \quad (\text{A.9})$$

où la force de traînée  $F_D$  est donnée par la relation (IV.10). L'échelle de temps de la turbulence de la phase continue vue par les inclusions,  $\tau_{12}^i$  correspondant physiquement au temps d'interaction turbulence-particule, peut-être théoriquement obtenu à l'aide de la fonction de corrélation Lagrangienne du fluide exprimée le long des trajectoires des inclusions (Deutch & Simonin, 1991). Cette échelle de temps prend en compte la décorrélation entre les mouvements fluctuants des phases induite par le glissement moyen (effets de croisement de trajectoires). En suivant la modélisation de Csanady (1963), Deutch & Simonin (1991) écrivent l'échelle de temps  $\tau_{12}^i$  sous la forme :

$$\tau_{12}^i = \tau_1^i \left[ 1 + C_\beta \xi_r^2 \right]^{-1/2} \quad \xi_r \triangleq \frac{\frac{|\overline{v_r}|}{\sqrt{\frac{2}{3} k_1}}}{\sqrt{\frac{2}{3} k_1}} \quad (\text{A.10})$$

La valeur du paramètre  $C_\beta$  a été déterminée à partir d'une analyse des résultats expérimentaux de Wells & Stock (1983) sur la dispersion de particules lourdes dans une turbulence de grille :

- $C_\beta = 0.45$  dans la direction parallèle au glissement entre phases,
- $C_\beta = 1.8$  dans les directions perpendiculaires.

*Il faut bien noter que la modélisation établie pour des particules lourdes est basée sur des expériences en écoulements gaz-particules. Son application à des écoulements diphasiques bouillants où les particules vapeur ont une densité plus faible que le liquide, même à haute pression, est une extrapolation des modèles qu'il faut valider.*

Dans la version standard du code ASTRID, le paramètre  $C_\beta$  est unique (pas de différence entre directions) et pris égal à 1.8.

Le coefficient de viscosité turbulente de la phase dispersée  $\nu_2^t$  est écrit, dans le cas d'écoulements turbulents gazeux chargés en particules lourdes (Simonin, 1990; Thai Van *et al.*, 1994) sous la forme :

$$\nu_2^t = \tau_{12}^t \frac{1}{3} k_{12} + \tau_{12}^F \frac{2}{3} k_2 \quad (\text{A.11})$$

Bel Fdhila & Simonin (1992) ont proposé une extension de cette expression aux écoulements turbulents à bulles. La viscosité turbulente de la phase dispersée est ainsi modélisée dans ASTRID sous la forme :

$$\nu_2^t = \tau_{12}^t \frac{1}{3} k_{12} + \frac{1}{2} \tau_{12}^F \frac{2}{3} k_2 - \frac{1}{3} k_{12} \frac{1 + C_{MA}}{\frac{\rho_2}{\rho_1} + C_{MA}} \frac{\tau_{12}^F}{2} \quad (\text{A.12})$$

Les composantes du tenseur turbulent de la phase dispersée sont écrites sous la même forme que celle du tenseur turbulent de la phase continue :

$$\overline{v_{2,i} v_{2,j}}^{xp} = -\nu_2^t \left[ \frac{\partial v_{2,i}}{\partial x_j} + \frac{\partial v_{2,j}}{\partial x_i} \right] + \frac{2}{3} \delta_{ij} \left[ k_2 + \nu_2^t \frac{\partial v_{2,m}}{\partial x_m} \right] \quad (\text{A.13})$$

## Annexe II

### Les termes de transferts interfaciaux

Les termes de transfert interfaciaux sont exprimés en fonction des grandeurs moyennes des deux phases et des grandeurs caractéristiques de la turbulence. Nous présentons tout d'abord les termes relatifs aux transferts interfaciaux de masse (changement de phase) et d'énergie puis ceux relatifs au transfert interfacial de quantité de mouvement.

#### A/ Transfert interfacial de masse et d'énergie

Il existe plusieurs possibilités pour l'utilisateur de modéliser les termes de transferts interfaciaux de masse et d'énergie suivant les phénomènes physiques présents dans l'écoulement simulé. La modélisation des transferts de masse et d'énergie peut se faire à l'aide de deux modèles :

- le modèle *simple* : il n'y a pas de transfert de masse à la paroi : toute la chaleur est cédée au liquide et le transfert de masse a lieu ensuite dans le cœur de l'écoulement,
- le modèle *avancé* : une partie de la chaleur cédée par la paroi sert à produire directement de la vapeur, le traitement de l'ébullition étant alors possible.

Nous ne présenterons que le modèle avancé car le modèle simple n'est pas utilisé dans le cadre de notre étude.

- **Le modèle avancé**

#### Echanges à coeur

Dans ce modèle, les échanges de chaleur à cœur dans la phase liquide sont déterminés de façon classique. Un coefficient d'échange  $h_1$  est calculé à partir d'un nombre de Nusselt. Ce dernier est donné par un modèle issu d'études sur la croissance d'une bulle dans un milieu surchauffé, avec ou sans mouvement relatif :

$$\blacksquare \text{ si } Pe < \frac{36}{\pi} Ja^2 \text{ alors } Nu = \frac{12}{\pi} Ja \quad (\text{A.14})$$

$$\blacksquare \text{ si } Pe > \frac{36}{\pi} Ja^2 \text{ alors } Nu = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{Pe} \quad (\text{A.15})$$

Le premier cas correspond à de faibles vitesses relatives entre les phases, ou une surchauffe importante du liquide. Le second cas, qui est le plus fréquent, correspond à de grandes vitesses relatives entre phases ou à une faible surchauffe du liquide. Pour le cas où le liquide est sous-saturé (condensation), la relation suivante est provisoirement retenue :

$$Nu = 2 + 0.6 Re^{1/2} Pr^{1/3} \quad (\text{A.16})$$

et le coefficient d'échange  $h_1$  est donné par la relation suivante :

$$h_1 = \frac{6 \alpha_2 Nu \rho_1 a_1 c_{p1}}{d^2} \quad (\text{A.17})$$

Les échanges avec l'interface, coté gazeux, sont supposés très rapides. C'est à dire, que  $\Pi_2$  a toujours une valeur qui permet de maintenir la bulle à température de saturation. Le temps de retour à la saturation est pris arbitrairement égal à  $\frac{\delta t}{10}$  où  $\delta t$  est le pas de temps utilisé. Enfin, d'après les propositions de Larrauri et Rousseau (1996), le transfert de masse est déduit du bilan d'énergie à l'interface et est donné par la relation suivante :

$$\Gamma_{2c} = \frac{1}{H_2 - H_1} \left[ h_1 (T_1 - T_{sat}) + \frac{\alpha_2 \rho_2 c_{p2}}{\delta t} (T_2 - T_{sat}) \right] \quad (\text{A.18})$$

Ce transfert de masse peut être limité pour éviter la disparition complète de l'une des deux phases par un artifice numérique.

### **Modèle d'échanges en paroi**

Dans ce modèle l'ébullition sous-saturée peut être prise en compte par un traitement particulier des parois chauffantes. Si aucune ébullition n'a lieu en paroi, tout le flux fourni par la paroi est transmis au liquide. Par contre, s'il y a ébullition en paroi, une partie du flux fourni par la paroi est cédée au liquide, l'autre partie permet la création de bulles de vapeur. Ce modèle, discutable, est présenté de façon détaillée au Chapitre V. Nous ne donnons ici qu'une description succincte. Trois mécanismes distincts sont retenus pour le transfert de chaleur en paroi et la densité totale de flux thermique est donnée par la relation suivante :

$$\phi = \phi_c + \phi_q + \phi_e \quad (\text{A.19})$$

où  $\phi_c$  est une composante monophasique,  $\phi_q$  une composante de remouillage de la paroi après le détachement d'une bulle (quenching) et  $\phi_e$  un flux d'évaporation.

### **B/ Transfert interfacial de quantité de mouvement**

Le terme de transfert interfacial de quantité de mouvement  $I'_{ki}$  est décomposé en *deux parties* qui tiennent compte respectivement :

- de la partie turbulente de la contrainte qui serait appliquée en un point en l'absence d'inclusions. Selon Bel Fdhila & Simonin (1992) cette contribution peut être représentée en fonction de la distribution locale instantanée des inclusions,
- du transfert interfacial induit par la perturbation de l'écoulement due à la présence des inclusions.

$I'_{k,i}$  s'écrit en fonction du terme complet de transfert interfacial de quantité de mouvement  $I_{ki}$  sous la forme :

$$I'_{ki} = I_{ki} - I_{ki}^P \equiv I_{ki} - p_{ki} \frac{\partial \alpha_k}{\partial x_j} = I_{ki} - P \frac{\partial \alpha_k}{\partial x_j} \quad (\text{A.20})$$

où  $I_{ki}^P$  est la contribution de la force de pression interfaciale. Le terme de transfert interfacial de quantité de mouvement  $I'_{ki}$  est donné quand à lui par la relation suivante :

$$I'_{k,i} = I_{k,i}^{np} + I_{k,i}^D + I_{k,i}^{MA} \quad (\text{A.21})$$

où  $I_{k,i}^{np}$ , correspondant à la *première partie* du terme de transfert interfacial de quantité de mouvement, c'est à dire au transfert de quantité de mouvement sans particules, est modélisée comme suit :

$$I_{2,i}^{np} = -I_{1,i}^{np} = \rho_1 C_{np} \frac{1}{3} k_{12} \frac{\partial \alpha_2}{\partial x_j} + \alpha_2 \rho_1 C_{np} \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{3} k_{12} - \frac{2}{3} k_1 \right) \quad (\text{A.22})$$

où  $C_{np}$  est un coefficient pondérateur et,  $k_{12}$  la trace du tenseur de covariance des mouvements fluctuants de la phase continue et de la phase dispersée. Deutch & Simonin (1991) proposent l'expression suivante pour le facteur  $k_{12}$  :

$$k_{12} = 2k_1 \left( \frac{b + \eta_r}{1 + \eta_r} \right) \quad (\text{A.23})$$

avec :

$$\eta_r \equiv \frac{\tau_{12}^t}{\tau_{12}^F} \quad (\text{A.24})$$

$$b = \frac{1 + C_{MA}}{\frac{\rho_2}{\rho_1} + C_{MA}}$$

où  $\tau_{12}^t$  est donnée par la relation (A.10 de l'annexe I) et  $\tau_{12}^F$  par la relation (A.9).

Dans la version standard du code ASTRID (V3.4 et V3.4.1), la *deuxième partie* du terme de transfert de quantité de mouvement est une combinaison des effets de traînée et de masse ajoutée. Les contributions associées  $I_{k,i}^D$  et  $I_{k,i}^{MA}$  proposées (Thai Van et al., 1994) proviennent d'une écriture moyennée des forces de traînée et de masse ajoutée s'exerçant sur une inclusion. La force de traînée  $I_{k,i}^D$  est donnée par la relation suivante :

$$I_{2,i}^D = -I_{1,i}^D = -\alpha_2 \rho_1 \frac{3}{8} \frac{C_D}{R_b} \text{moy}(|\vec{v}_r|) V_{r,i} \quad (\text{A.25})$$

où  $R_b$  est le rayon des bulles. Le coefficient de traînée  $C_D$  est écrit sous la forme suivante :

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}_{\text{particules}}} (1 + 0.15 \text{Re}_{\text{particules}}^{0.687}) (1 - \alpha_2)^{-1.7} \quad \text{pour } \text{Re}_{\text{particules}} < 1000$$

$$C_D = 0.44 (1 - \alpha_2)^{-1.7} \quad \text{pour } \text{Re}_{\text{particules}} > 1000 \quad (\text{A.26})$$

où  $\text{Re}_{\text{particules}}$  est un nombre de Reynolds local associé à une particule défini par la relation suivante :

$$\text{Re}_{\text{particules}} \triangleq \frac{(1 - \alpha_2) \rho_1 \text{moy}(|\vec{v}_r|) D_b}{\mu_1} \quad (\text{A.27})$$

Le terme  $\text{moy}(|\vec{v}_r|)$  est une approximation de la moyenne de la norme de la vitesse relative instantanée  $\vec{v}_r$  :

$$\text{moy}(|\vec{v}_r|) = \sqrt{V_{r,i} V_{r,i} + 2k_r} \quad (\text{A.28})$$

où  $k_r$  est relatif aux fluctuations de la vitesse relative. Il s'écrit en fonction de l'énergie cinétique turbulente de la phase dispersée  $k_2$ , de celle de la phase continue  $k_1$  et de la covariance des mouvements fluctuants  $k_{12}$  sous la forme :

$$k_r \equiv \overline{2v'_{r,i}v'_{r,i}}^{xp} \equiv 2\overline{(u'_{2,i} - u'_{1,i})(u'_{2,i} - u'_{1,i})}^{xp} \equiv k_2 + k_1 - k_{12} \quad (\text{A.29})$$

$V_{r,i}$  est la moyenne de la  $i$ -ème composante de la vitesse relative instantanée entre phases. Elle est exprimée en fonction de la vitesse moyenne relative entre phases ( $U_{2,i}-U_{1,i}$ ) et d'une vitesse de dérive  $V_{d,i}$  due à la corrélation entre la distribution instantanée de particules et les mouvements turbulents à grandes échelles du fluide (Simonin & Viollet, 1990) :

$$V_{r,i} = U_{2,i} - U_{1,i} - V_{d,i} \quad (\text{A.30})$$

Deutch & Simonin (1991) proposent une écriture de la vitesse de dérive sous la forme suivante :

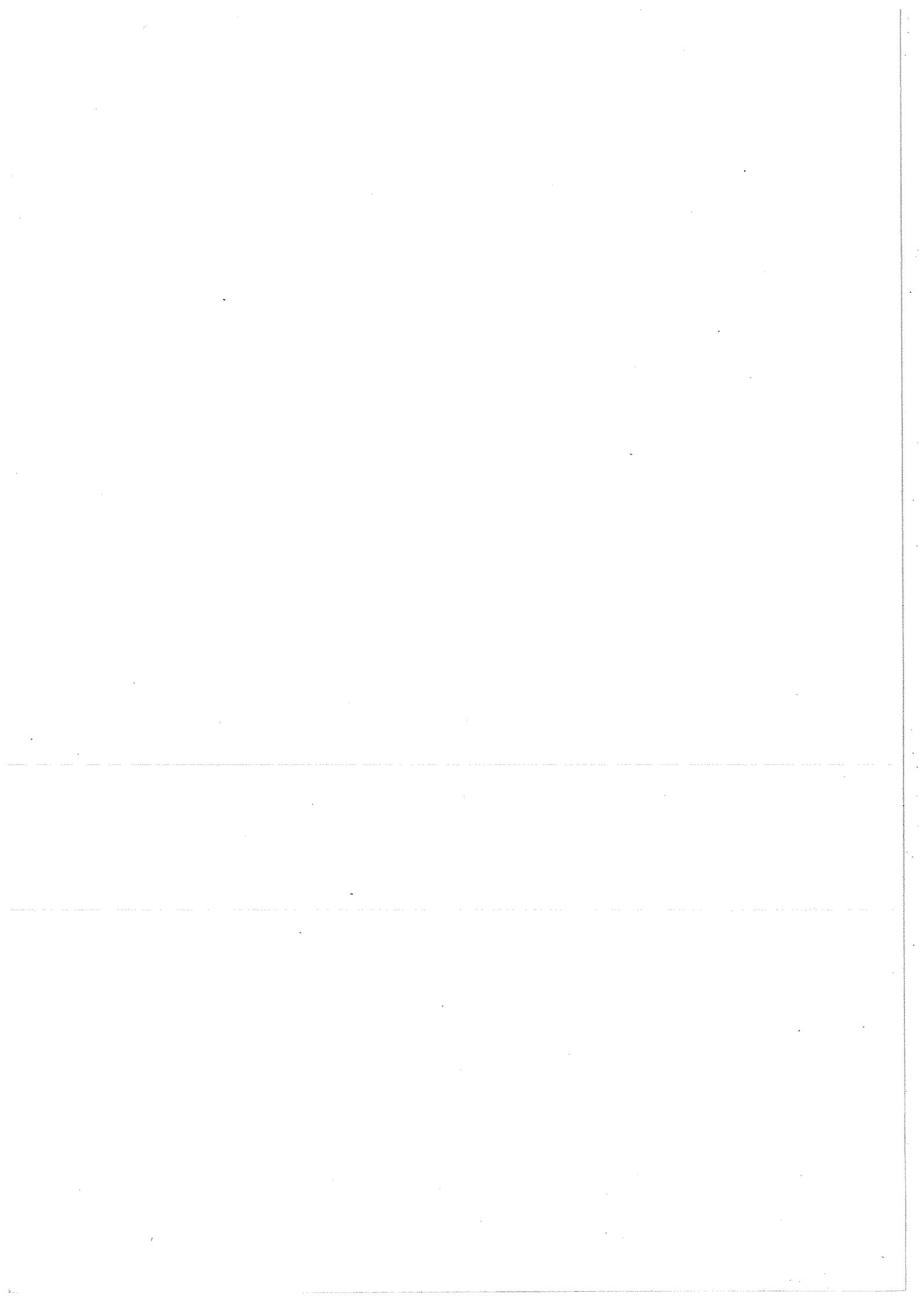
$$V_{d,i} = -\frac{D'_{12}}{\alpha_2} \frac{\partial \alpha_2}{\partial x_i} = -\frac{1}{3} \tau'_{12} k_{12} \frac{1}{\alpha_2} \frac{\partial \alpha_2}{\partial x_i} \quad (\text{A.31})$$

où  $\tau'_{12}$  est un temps caractéristique de la turbulence fluide-inclusion donnée par la relation (A.9). La force de masse ajoutée  $I_{k,i}^{MA}$  est donnée par la relation suivante :

$$I_{2,i}^{MA} = -I_{1,i}^{MA} = \alpha_2 \rho_1 C_{MA} \left[ \frac{\partial V_{r,i}}{\partial t} + U_{2,j} \frac{\partial V_{r,i}}{\partial x_j} \right] - \rho_1 C_{MA} \left[ \frac{2}{3} k_2 - \frac{1}{3} k_{12} \right] \frac{\partial \alpha_2}{\partial x_i} \quad (\text{A.32})$$

où  $C_{MA}$  est le coefficient de masse ajoutée et  $k_2$  l'énergie cinétique turbulente de la phase dispersée que Deutch & Simonin (1991) écrivent en fonction de l'énergie cinétique turbulente de la phase continue. Les auteurs ont choisi d'exprimer la dérivée de la vitesse relative  $V_{r,i}$  suivant le mouvement de l'inclusion ( $U_{2,j}$ ).







**Ecole Centrale Paris**

**THESE**

*présentée par*

**Etienne MANON**

**Ingénieur de l'Institut Universitaire des Systèmes Thermiques Industriels**

*pour l'obtention du*

**GRADE DE DOCTEUR**

**Spécialité : ENERGETIQUE**

**Laboratoire d'accueil :**

**Commissariat à l'Energie Atomique  
Direction des Réacteurs Nucléaires  
Département de Thermohydraulique et de Physique  
Service de Thermohydraulique Expérimentale  
Laboratoire de Thermohydraulique Diphasique dans les Faisceaux**

**Sujet :**

**Contribution à l'analyse et à la  
modélisation locale des écoulements  
bouillants sous-saturés dans les conditions  
des Réacteurs à Eau sous Pression**

**Soutenue le : 6 Novembre 2000  
devant le jury composé de :**

**Sébastien Candel, Professeur à l'Ecole Centrale Paris**

**Jean-Marc Delhay, Professeur à l'Ecole Centrale Paris**

**Jacques Garnier, Chef de laboratoire au CEA**

**Michel Giot, Professeur à l'Université Catholique de Louvain**

**(Rapporteur)**

**Jacques Leblond, Professeur à l'ESPCI**

**(Rapporteur)**

**Stéphane Mimouni, Ingénieur à EDF**

**Jacques Pantaloni, Professeur à l'Université de Provence, Aix-Marseille I**

**(Président)**

