



**HAL**  
open science

# Contribution à l'étude phénoménologique de l'ébullition convective en mini-canal

Thibaut Layssac

► **To cite this version:**

Thibaut Layssac. Contribution à l'étude phénoménologique de l'ébullition convective en mini-canal. Autre. Université de Lyon, 2018. Français. NNT : 2018LYSEI013 . tel-02063367

**HAL Id: tel-02063367**

**<https://theses.hal.science/tel-02063367>**

Submitted on 11 Mar 2019

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



N°d'ordre NNT : 2018LYSEI013

**THESE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE LYON**  
opérée au sein de  
**l'INSA Lyon**

**Ecole Doctorale N° 162**  
**Mécanique – Energétique – Génie Civil – Acoustique**

**Spécialité/ discipline de doctorat** : Thermique Energétique

Soutenue publiquement le 09/02/2018, par :  
**Thibaut LAYSSAC**

---

**Contribution à l'étude  
phénoménologique de l'ébullition  
convective en mini-canal**

---

Devant le jury composé de :

Caney, Nadia  
Brutin, David  
Colin, Catherine  
Valiorgue, Pierre

Maître de conférences HDR (LEGI Grenoble)  
Professeur (IUSTI Marseille)  
Professeur (IMFT Toulouse)  
Maître de conférences (LMFA Lyon)

Rapporteure  
Rapporteur  
Examinatrice  
Examineur

Revellin, Rémi  
Lips, Stéphane

Professeur (CETHIL Lyon)  
Maître de conférence (CETHIL Lyon)

Directeur de thèse  
Directeur de thèse

## Département FEDORA – INSA Lyon - Ecoles Doctorales – Quinquennal 2016-2020

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
<b>CHIMIE</b>	<p><b>CHIMIE DE LYON</b>  <a href="http://www.edchimie-lyon.fr">http://www.edchimie-lyon.fr</a></p> <p>Sec : Renée EL MELHEM            Bat Blaise Pascal 3<sup>e</sup> étage  <a href="mailto:secretariat@edchimie-lyon.fr">secretariat@edchimie-lyon.fr</a>            Insa : R. GOURDON</p>	<p><b>M. Stéphane DANIELE</b>            Institut de Recherches sur la Catalyse et l'Environnement de Lyon            IRCELYON-UMR 5256            Équipe CDFA            2 avenue Albert Einstein            69626 Villeurbanne            cedex  <a href="mailto:directeur@edchimie-lyon.fr">directeur@edchimie-lyon.fr</a></p>
<b>E.E.A.</b>	<p><b>ELECTRONIQUE, ELECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE</b>  <a href="http://edeea.ec-lyon.fr">http://edeea.ec-lyon.fr</a></p> <p>Sec : M.C. HAVGOUDOUKIAN  <a href="mailto:Ecole-Doctorale.eea@ec-lyon.fr">Ecole-Doctorale.eea@ec-lyon.fr</a></p>	<p><b>M. Gérard SCORLETTI</b>            Ecole Centrale de Lyon            36 avenue Guy de Collongue            69134 ECULLY            Tél : 04.72.18 60.97 Fax : 04 78 43 37 17  <a href="mailto:Gerard.scorletti@ec-lyon.fr">Gerard.scorletti@ec-lyon.fr</a></p>
<b>E2M2</b>	<p><b>EVOLUTION, ECOSYSTEME, MICROBIOLOGIE, MODELISATION</b>  <a href="http://e2m2.universite-lyon.fr">http://e2m2.universite-lyon.fr</a></p> <p>Sec : Sylvie ROBERJOT            Bât Atrium - UCB Lyon 1            04.72.44.83.62 Insa            : H. CHARLES  <a href="mailto:secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr">secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr</a></p>	<p><b>M. Fabrice CORDEY</b>            CNRS UMR 5276 Lab. de géologie de Lyon            Université Claude Bernard Lyon 1            Bât Géode            2 rue Raphaël Dubois            69622 VILLEURBANNE Cédex            Tél : 06.07.53.89.13  <a href="mailto:cordey@univ-lyon1.fr">cordey@univ-lyon1.fr</a></p>
<b>EDISS</b>	<p><b>INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTE</b>  <a href="http://www.edisslyon.fr">http://www.edisslyon.fr</a></p> <p>Sec : Sylvie ROBERJOT            Bât Atrium - UCB Lyon 1            04.72.44.83.62            Insa : M. LAGARDE  <a href="mailto:secretariat.ediss@univ-lyon1.fr">secretariat.ediss@univ-lyon1.fr</a></p>	<p><b>Mme Emmanuelle CANET-SOULAS</b>            INSERM U1060, CarMeN lab, Univ. Lyon 1            Bâtiment IMBL            11 avenue Jean Capelle INSA de Lyon            696621 Villeurbanne            Tél : 04.72.68.49.09 Fax : 04 72 68 49 16  <a href="mailto:Emmanuelle.canet@univ-lyon1.fr">Emmanuelle.canet@univ-lyon1.fr</a></p>
<b>INFOMATHS</b>	<p><b>INFORMATIQUE ET MATHEMATIQUES</b>  <a href="http://edinfomaths.universite-lyon.fr">http://edinfomaths.universite-lyon.fr</a></p> <p>Sec : Renée EL MELHEM            Bat Blaise Pascal, 3<sup>e</sup> étage            Tél : 04.72. 43. 80. 46 Fax : 04.72.43.16.87  <a href="mailto:infomaths@univ-lyon1.fr">infomaths@univ-lyon1.fr</a></p>	<p><b>M. Luca ZAMBONI</b>            Bâtiment Braconnier 43            Boulevard du 11 novembre 1918            69622 VILLEURBANNE Cedex            Tél : 04 26 23 45 52  <a href="mailto:zamboni@maths.univ-lyon1.fr">zamboni@maths.univ-lyon1.fr</a></p>
<b>Matériaux</b>	<p><b>MATERIAUX DE LYON</b>  <a href="http://ed34.universite-lyon.fr">http://ed34.universite-lyon.fr</a></p> <p>Sec : Marion COMBE            Tél:04-72-43-71-70 -Fax : 87.12            Bat. Direction  <a href="mailto:ed.materiaux@insa-lyon.fr">ed.materiaux@insa-lyon.fr</a></p>	<p><b>M. Jean-Yves BUFFIERE</b>            INSA de Lyon            MATEIS            Bâtiment Saint Exupéry            7 avenue Jean Capelle            69621 VILLEURBANNE Cedex            Tél : 04.72.43 71.70 Fax 04 72 43 85 28  <a href="mailto:Ed.materiaux@insa-lyon.fr">Ed.materiaux@insa-lyon.fr</a></p>
<b>MEGA</b>	<p><b>MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE</b>  <a href="http://edmega.universite-lyon.fr/">http://edmega.universite-lyon.fr/</a></p> <p>Sec : Marion COMBE            Tél:04-72-43-71-70 -Fax : 87.12            Bat. Direction  <a href="mailto:mega@insa-lyon.fr">mega@insa-lyon.fr</a></p>	<p><b>M. Philippe BOISSE</b>            INSA de Lyon            Laboratoire LAMCOS            Bâtiment Jacquard            25 bis avenue Jean Capelle            69621 VILLEURBANNE Cedex            Tél : 04.72 .43.71.70 Fax : 04 72 43 72 37  <a href="mailto:Philippe.boisse@insa-lyon.fr">Philippe.boisse@insa-lyon.fr</a></p>
<b>ScSo</b>	<p><b>ScSo*</b> <a href="http://ed483.univ-lyon2.fr/">http://ed483.univ-lyon2.fr/</a>            Sec : Viviane POLSINELLI            Brigitte DUBOIS            Insa : J.Y. TOUSSAINT            Tél : 04 78 69 72 76  <a href="mailto:viviane.polsinelli@univ-lyon2.fr">viviane.polsinelli@univ-lyon2.fr</a></p>	<p><b>M. Christian MONTES</b>            Université Lyon 2            86 rue Pasteur            69365 LYON Cedex 07  <a href="mailto:Christian.montes@univ-lyon2.fr">Christian.montes@univ-lyon2.fr</a></p>

\*ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

# Remerciements

---



# Résumé

---

Les écoulements diphasiques liquide-gaz et liquide-vapeur sont présents dans de nombreuses problématiques industrielles. De fait, ils sont rencontrés dans des configurations diverses, tant en termes de dimensions que d'orientation et présentent des caractéristiques variées. Pour autant, il peut être distingué dans la littérature deux cas limites de modélisation de l'écoulement diphasique liées à son confinement : l'échelle micro et l'échelle macro. Cependant, la caractérisation de la transition entre ces deux échelles reste un enjeu majeur de compréhension de l'écoulement diphasique. De plus, les comportements thermiques en ébullition convective sont impactés par le phénomène de nucléation, fortement influencé par la géométrie de l'application et les conditions de saturations. De ce fait, l'objectif principal de la thèse est de contribuer à la compréhension des écoulements diphasiques adiabatiques et non adiabatiques à une échelle intermédiaire entre les échelles micro et macro, où les comportements tant dynamiques que thermiques sont mal définis. Pour ce faire, dans le travail présent, les effets du confinement et de l'inclinaison de l'écoulement diphasique sur les régimes d'écoulement, les chutes de pression et les échanges thermiques sont étudiés et comparés avec les observations et modèles de la littérature.

Une section test inclinable de 1,6 mm de diamètre intérieur a été installée sur le banc d'essais de Charnay (2014), permettant l'étude de l'ébullition convective du R-245fa. Celle-ci permet de visualiser l'écoulement à l'intérieur de l'évaporateur ainsi que d'acquérir simultanément les chutes de pression et le champ de température de paroi extérieure. Pour ce faire, un tube en saphir chauffé par un dépôt d'ITO a été employé. Le champ de température a été obtenu par une procédure d'acquisition et de post-traitement infrarouge. Au préalable, une campagne d'essais a été menée en conditions adiabatiques sur la section de Charnay (2014). La section test présente, quant à elle, a permis deux campagnes d'essais en conditions adiabatiques et en ébullition convective.

Des études menées en conditions adiabatiques est apparu un fort effet de l'inclinaison et du confinement sur les régimes d'écoulement ainsi que sur les chutes de pression. L'effet de l'inclinaison s'apparente à ce qui a pu être observé en macro-canal dans la littérature. De plus, l'inclinaison n'affecte que peu les échanges thermiques au regard des incertitudes inhérentes au dispositif infrarouge. Enfin, il est observé un effet de l'inclinaison sur le régime d'assèchement. Dans cette configuration, l'évolution temporelle du champ de température de paroi extérieure apparaît synchrone avec l'évolution dynamique de l'écoulement diphasique.

Mots-clés : écoulement diphasique, ébullition convective, inclinaison, confinement, mini-canal, régimes d'écoulement, symétrie, chutes de pression, coefficient d'échange, assèchement

# Abstract

---

Liquid-gas and liquid-vapour two-phase flows are encountered in a large range of industrial applications. They are observed in multiple configurations, in terms of dimension and orientation and then have various characteristics. In the literature, it can be distinguished two limit cases of the two-phase flow linked to its confinement: micro and macro-scale. Nonetheless, characterisation of the micro-to-macro scale transition is still a main issue for the comprehension of two-phase flow. In addition, thermal behaviours of flow boiling are affected by the nucleation phenomenon, which is strongly influenced by the geometry of the application and the saturation conditions. The main objective of the thesis is to contribute to the comprehension of adiabatic and diabatic two-phase flows in mini-scale, where the general behaviours are not well definite. In the present study, the effects of confinement and orientation of two-phase flows on flow patterns, pressure drops and heat exchanges are studied and compared with observations and models of the literature.

An 1.6 mm inner diameter inclinable test section was installed on the test bench of Charnay (2014), which enabled to study R-245fa flow boiling. This test section enables to visualize the flow directly in the evaporator and the simultaneous acquisition of the pressure drops and the outside wall temperature field. A sapphire tube, heated by a transparent ITO coating, is unemployed to insure the transparency. The temperature field is obtained by an IR image processing. Previously, tests were led on the section of Charnay (2014) in adiabatic conditions. The present test section was used for two series of tests, led in both adiabatic and diabatic conditions.

It appeared a strong effect of confinement and orientation on the flow patterns and pressure drops. The effect of the orientation is likely the same that one observed in macro-scale. In addition, the orientation slightly affects heat exchanges in comparison with the uncertainties of the IR dispositive. Finally, it is observed an effect of orientation on dryout flow pattern. In this configuration, the temperature field evolution with time is synchronized with the dynamic evolution of the two-phase flow.

Keywords : two-phase flow, flow boiling, orientation, confinement, mini-channel, flow patterns symmetry, pressure drops, heat transfer coefficient, dryout

## Sommaire

Sommaire .....	7
Nomenclature .....	11
Introduction .....	15
Chapitre 1. Description et modélisation de l'ébullition convective .....	17
1.1 Définition de l'ébullition convective.....	17
1.2 Transition de l'échelle macro à l'échelle micro en écoulement diphasique.....	18
1.3 Régimes d'écoulement .....	19
1.3.1 Méthodes de caractérisation .....	19
1.3.2 Transitions de régimes en écoulement horizontal .....	21
1.3.3 Effet du confinement sur les régimes d'ébullition convective .....	22
1.3.4 Effet de la gravité .....	25
1.3.5 Conclusions .....	29
1.4 Chutes de pression.....	29
1.4.1 Décomposition des chutes de pression .....	30
1.4.2 Taux de vide .....	31
1.4.3 Evolution des chutes de pression avec les paramètres d'écoulement.....	32
1.4.4 Evolution des chutes de pression avec l'inclinaison .....	34
1.4.5 Conclusions .....	36
1.5 Etudes des échanges thermiques entre la paroi et le fluide de travail .....	36
1.5.1 Méthodes couplées de mesure du coefficient d'échange et de visualisation de l'écoulement en ébullition convective.....	36
1.5.2 Evolution du coefficient d'échange en ébullition convective horizontale.....	39
1.5.3 Effet de l'inclinaison sur les échanges thermiques.....	42
<i>Effet de l'inclinaison sur les échanges thermiques en écoulement air-eau.....</i>	43
1.5.4 Conclusions .....	49
1.6 Conclusions de l'état de l'art.....	51
Chapitre 2. Description des méthodes expérimentales.....	53
2.1 Description du banc d'essais et des sections tests .....	53
2.1.1 Banc d'essais .....	53
2.1.2 Section test horizontale.....	54
2.1.3 Section test inclinable.....	55
2.2 Principe et calibration de la mesure par infrarouge .....	58
2.2.1 Principe et caractéristiques de la mesure .....	58
2.2.2 Calibration de la mesure infrarouge .....	60

## Sommaire

2.2.3	Acquisition de la température de paroi.....	63
2.2.4	Incertitude sur la température de paroi.....	65
2.3	Calcul du coefficient d'échange et des titres en vapeur.....	66
2.3.1	Calcul du coefficient d'échange à l'abscisse $z$ de la section infrarouge.....	67
2.3.2	Calcul du titre en vapeur en entrée d'évaporateur.....	70
2.3.3	Calcul du titre en vapeur local dans l'évaporateur.....	75
2.4	Validation monophasique de la section test.....	78
2.4.1	Coefficient d'échange monophasique.....	78
2.4.2	Différence de pression.....	80
2.5	Conclusions.....	81
Chapitre 3.	Etude des régimes et de la symétrie des écoulements diphasiques adiabatiques.....	83
3.1	Méthode de caractérisation des régimes d'écoulements adiabatiques et de leur symétrie....	83
3.1.1	Description des bases de données expérimentales.....	83
3.1.2	Définition et procédure d'acquisition du paramètre de symétrie.....	84
3.1.3	Caractérisation des régimes d'écoulements.....	87
3.2	Analyse des écoulements en configuration horizontale pour un diamètre de 3 mm.....	90
3.2.1	Evolution des régimes d'écoulement avec la température de saturation.....	90
3.2.2	Evolution de la symétrie en configuration horizontale.....	91
3.2.3	Méthodes de prédiction de la symétrie disponibles dans la littérature.....	93
3.2.4	Développement d'une nouvelle corrélation.....	97
3.3	Effet de la réduction de diamètre et de l'inclinaison sur le paramètre de symétrie.....	105
3.3.1	Effet de la réduction du diamètre hydraulique sur le paramètre de symétrie $s$ en configuration horizontale.....	105
3.3.2	Effet de l'inclinaison sur l'évolution du paramètre de symétrie $s$ .....	106
3.4	Effet du diamètre hydraulique et de l'inclinaison sur les régimes d'écoulements.....	109
3.4.1	Effet de la réduction de diamètre hydraulique sur la transition du régime intermittent au régime annulaire en configuration horizontale.....	109
3.4.2	Effet de l'inclinaison sur les régimes d'écoulement.....	111
3.4.3	Cartes d'écoulements en écoulements inclinés.....	113
3.5	Conclusions.....	116
Chapitre 4.	Etude des chutes de pression en écoulements diphasiques adiabatiques.....	119
4.1	Méthode d'acquisition de la chute de pression dans la section test.....	119
4.1.1	Différence de pression totale.....	119
4.1.2	Pertes de charge dues au frottement.....	120
4.1.3	Calcul du taux de vide.....	120
4.2	Effet de la réduction de diamètre intérieur et de l'inclinaison sur la chute de pression.....	123

4.2.1	Effet de la réduction de diamètre sur la chute de pression .....	123
4.2.2	Effet de l'inclinaison sur la chute de pression.....	125
4.3	Comparaison des gradients de pression totale obtenus expérimentalement avec les modèles de la littérature.....	135
4.3.1	Modèle homogène .....	135
4.3.2	Modèle à phases séparées.....	138
4.3.3	Modèle de Beggs & Brill.....	141
4.4	Effet des régimes d'écoulement sur les fluctuations de chutes de pression .....	143
4.5	Conclusions .....	146
Chapitre 5. Influence du flux thermique sur la phénoménologie de l'écoulement diphasique en mini-canal incliné.....		149
5.1	Présentation de la base de données expérimentale .....	149
5.2	Effet du flux thermique sur les régimes d'écoulements et les chutes de pression.....	150
5.2.1	Effet du flux thermique sur les régimes d'écoulement.....	150
5.2.2	Effet du flux thermique sur les chutes de pression.....	158
5.3	Influence des paramètres d'écoulement et de l'inclinaison sur les échanges thermiques ...	162
5.3.1	Effet de la réduction de diamètre hydraulique sur le coefficient d'échange .....	162
5.3.2	Effet de l'inclinaison sur le coefficient d'échange .....	164
5.3.3	Comparaison des coefficients d'échanges obtenus expérimentalement avec les prédictions de modèles asymptotiques .....	169
5.4	Effet de l'inclinaison sur l'assèchement de l'écoulement .....	173
5.4.1	Méthode de caractérisation du régime d'assèchement .....	173
5.4.2	Evolution de l'assèchement avec l'inclinaison.....	174
5.4.3	Evolution spatio-temporelle de la température de paroi extérieure en régime d'assèchement .....	174
5.5	Conclusions .....	177
Conclusions .....		179
Perspectives.....		181
Annexe A	Mesures et incertitudes .....	191
Annexe B	Modèle de conduction longitudinale .....	195
Annexe C	Résistances linéiques utilisées dans le modèle thermique local .....	197
Annexe D	Modèles homogènes et à phases séparées de prédiction des chutes de pression.....	201
Annexe E	Modèle de Beggs et Brill.....	204
Annexe F	Modèles asymptotiques de prédiction du coefficient d'échange.....	206
Références .....		183



## Nomenclature

### Symboles

$a$	diffusivité thermique	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
$A$	section de passage	$\text{m}^2$
$C_l$	conductance thermique linéique	$\text{W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$
$d$	diamètre	$\text{m}$
$ecc$	excentricité	—
$EF$	facteur d'élargissement optique	—
$f$	coefficient de frottement de Fanning	—
$g$	accélération de la pesanteur	$\text{kg} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^{-2}$
$F_c$	fraction de luminance captée	—
$G$	vitesse massique	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
$h$	enthalpie massique	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$
$H$	hauteur	$\text{m}$
$I$	intensité	$\text{A}$
$l_{\text{évap}}$	enthalpie d'évaporation	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$
$L$	longueur	$\text{m}$
$\dot{m}$	débit massique	$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$
$p$	pression	$\text{Pa}$
$P$	puissance	$\text{W}$
$R$	résistance thermique	$\text{K} \cdot \text{W}^{-1}$
$R_l$	résistance thermique linéique	$\text{K} \cdot \text{m} \cdot \text{W}^{-1}$
$R_p$	rugosité	$\text{m}$
$R_1, R_2, R_{\text{shunt}}$	résistance électrique	$\Omega$
$s$	paramètre de symétrie	—
$S$	section	$\text{m}^2$
$Sc$	facteur de résolution	$\text{pixels} \cdot \text{mm}^{-1}$
$t$	épaisseur de film	$\text{m}$
$T$	température	$\text{K}$
$u$	vitesse	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
$u_{vm}$	vitesse de dérive de flux	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
$U$	tension électrique	$\text{V}$
$x$	titre en vapeur	—
$z$	abscisse	$\text{m}$

### Lettres grecques

$\alpha$	coefficient d'échange	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$
$\beta$	angle d'inclinaison	$\text{rad}$
$\delta$	incertitude	—
$\Delta$	différence	—
$\epsilon$	émissivité	—
$\varepsilon$	taux de vide	—
$\theta$	angle orthoradial	$\text{rad}$
$\lambda$	conductivité thermique	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
$A$	$F_c T^4$	$\text{K}^4$
$\mu$	viscosité dynamique	$\text{Pa} \cdot \text{s}$
$\nu$	viscosité cinématique	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
$\Pi$	périmètre	$\text{m}$
$\rho$	masse volumique	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$
$\sigma$	tension de surface	$\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$

## Nomenclature

$\sigma_{sb}$	constante de Stefan-Boltzmann	$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$
$\tau$	contrainte	Pa
$\phi$	densité de flux de chaleur	$W \cdot m^{-2}$
$\Phi$	flux de chaleur	W
$\Phi_l$	flux de chaleur linéique	$W \cdot m^{-1}$

## Indices

<i>amb</i>	ambient
<i>acc</i>	accélération
<i>app</i>	apparent
<i>cap</i>	capillaire
<i>c</i>	chauffé
<i>cb</i>	ébullition convective
<i>cn</i>	corps noir
<i>cond</i>	conductif
<i>conv</i>	convectif
<i>diph</i>	diphasique
<i>e</i>	entrée
<i>élec</i>	électrique
<i>eq</i>	équivalent
<i>évap</i>	évaporateur, évaporation
<i>exp</i>	expérimental
<i>ext</i>	extérieur
<i>f</i>	fluide
<i>frict</i>	frottement
<i>H</i>	homogène
<i>int</i>	intérieur
<i>liq</i>	liquide
<i>m</i>	mélange
<i>mes</i>	mesuré
<i>mono</i>	monophasique
<i>mo</i>	mouillé
<i>moy</i>	moyen
<i>nb</i>	ébullition nucléée
<i>pe</i>	paroi extérieure
<i>pi</i>	paroi intérieure
<i>pré</i>	préchauffeur
<i>pred</i>	prédit
<i>ray</i>	rayonnement
<i>R</i>	réduite
<i>s</i>	superficiel, sortie
<i>sat</i>	saturation
<i>stat</i>	statique
<i>tr</i>	transition
<i>tp</i>	diphasique
<i>trans</i>	transmis
<i>vap</i>	vapeur
$\infty$	infini

## Nombres sans dimension

<i>Bd</i>	Bond
<i>Bo</i>	Ebullition
<i>Fr</i>	Froude
<i>La</i>	Laplace
<i>Nu</i>	Nusselt
<i>Pe</i>	Péclet
<i>Pr</i>	Prandtl
<i>Ra</i>	Rayleigh
<i>Re</i>	Reynolds
$\chi$	Paramètre de Martinelli

## Nomenclature

## Introduction

Les écoulements diphasiques liquide-gaz et liquide-vapeur sont rencontrés dans de nombreuses applications industrielles mais également dans la nature et font par conséquent l'objet d'études variées tant en termes de thématiques que d'échelles d'application. Dans la nature, les écoulements diphasiques sont observés en météorologie ou en volcanologie. D'un point de vue industriel, des écoulements diphasiques sont volontairement utilisés dans le génie chimique par exemple alors qu'ils peuvent être également subis dans le cadre de fonctionnement des turbomachines, du fait du phénomène de cavitation. De ce fait, la compréhension des caractéristiques des écoulements diphasiques est nécessaire à la conception et à l'optimisation des systèmes industriels les mettant en jeu.

Dans le secteur industriel, deux catégories d'écoulements diphasiques non réactifs impliquant des échanges thermiques peuvent être distinguées en fonction de la présence ou non de changement de phase. Les problématiques de chutes de pression et d'échanges thermiques en écoulements sans changement de phase sont majoritairement rencontrées dans le domaine pétrolier. En effet, des écoulements non saturés de mélanges d'hydrocarbures sont rencontrés lors de l'extraction pétrolière ainsi que lors de l'acheminement de ces mélanges dans les oléoducs. Notamment, l'extraction en milieu marin est sujette à des problématiques de thermique du fait que les hydrocarbures sont extraits à plus de 75 °C alors que la température de l'eau de mer n'est que de 4 °C (Ghajar and Tang, 2010). Dans ce secteur, l'étude de l'effet de l'inclinaison sur les chutes de pression diphasiques a été principalement motivée par l'acheminement de mélanges d'hydrocarbures en conduites ondulantes du fait des reliefs rencontrés par l'installation.

Les écoulements diphasiques liquide-vapeur avec changement de phase sont rencontrés dans de nombreuses applications industrielles impliquant des cycles thermodynamiques. Ces cycles peuvent être composés de condenseurs et d'évaporateurs dont l'efficacité dépend des conditions d'écoulement diphasique rencontrées en leur sein. Ainsi, la configuration géométrique de ces applications affecte leur efficacité. En configuration inclinée, les condenseurs ventilés en V sont employés pour des applications frigorifiques. La problématique de dissipation de chaleur avec de fortes densités de flux rencontrées dans les circuits électroniques de plus en plus miniaturisés a aussi suscité l'intérêt pour les systèmes de dissipation utilisant la chaleur latente des fluides, plus efficaces énergétiquement que les systèmes monophasiques. De plus, du fait de la compacité de ces applications, l'inclinaison de ces systèmes peut être amenée à varier selon l'application.

La modélisation des écoulements diphasiques est particulièrement ardue du fait de la présence de deux phases et donc des phénomènes liés à l'interface libre entre ces deux phases. Ceci implique une grande variété de configurations géométriques de l'interface liquide-vapeur selon les conditions rencontrées. En ébullition convective, l'écoulement est de plus affecté par le phénomène de nucléation qui dépend des propriétés de la surface interne de la conduite. De la difficulté de modélisation de l'écoulement diphasique sont apparues plusieurs approches de prédictions des caractéristiques de l'écoulement, notamment avec le développement de corrélations semi-empiriques ou de modèles dépendant des régimes rencontrés. Or, du fait du comportement dynamique de l'interface liquide-vapeur fortement conditionné par les forces capillaires et inertielles, les comportements observés selon les échelles sont amenés à fortement varier, ce qui implique qu'il n'y ait pas de modèle général de prédiction des régimes. Ainsi, la problématique de l'évolution de la phénoménologie de l'écoulement diphasique avec le confinement est centrale, que ce soit d'un point de vue purement dynamique que thermique. L'évolution de l'écoulement diphasique avec l'inclinaison est également de premier intérêt dans le

## Introduction

sens que la dynamique de l'écoulement est impactée par les forces de gravité, aboutissant à des comportements variés selon les orientations rencontrées.

Le CETHIL est engagé dans la recherche expérimentale et numérique des transferts thermiques avec changements de phase via l'étude de l'ébullition en vase ou convective. Dans ce cadre, la présente thèse s'intéresse aux écoulements diphasiques liquide-vapeur, en conditions d'ébullition ou adiabatique et ce à échelle des mini-canaux, s'inscrivant dans la continuité des travaux de recherche menés au sein du CETHIL et notamment par Charnay (2014). Elle est financée en grande partie par une bourse MEGA du ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche.

L'objectif principal de la thèse est de fournir des résultats expérimentaux ainsi qu'une analyse théorique sur l'écoulement diphasique adiabatique et l'ébullition convective en mini-canal dans des conditions diverses d'inclinaison, cette configuration étant particulièrement peu représentée dans la littérature. Cet objectif a été notamment motivé par la problématique de la compréhension et de la caractérisation de la transition de comportement de l'écoulement diphasique de l'échelle macro vers l'échelle micro. Pour ce faire, une section test a été conçue et montée au sein du CETHIL sur le banc d'essais précédemment assemblé par Charnay (2014). Cette section a permis la réalisation de campagnes de tests, assurant la visualisation de l'écoulement et la mesure des chutes de pression et des coefficients d'échange simultanées pour toutes les orientations possibles du mini-canal.

La suite du manuscrit de thèse est divisée en divisé en cinq chapitres ainsi qu'une section incluant une synthèse et les perspectives.

Le premier chapitre permet d'avoir un point de vue rapide des recherches menées sur l'étude de l'effet du confinement et de l'inclinaison sur les régimes d'écoulement, les chutes de pression et les échanges thermiques en écoulements diphasiques. L'objectif est de mettre en avant la diversité de comportements rencontrée selon les configurations d'inclinaison et de confinement tout en soulignant le manque de données fournies par la littérature.

Le second chapitre décrit les différentes sections tests utilisées pour l'élaboration des bases de données de régimes d'écoulement, de chutes de pression et de coefficients d'échange. De plus, elle présente la démarche employée pour l'acquisition du champ de température par thermographie, ainsi que la modélisation des pertes thermiques de l'évaporateur. Elle est close par une section concernant la validation des méthodes de mesures de chutes de pression et de coefficients d'échange.

Le troisième chapitre présente les résultats des études portant sur l'effet du confinement et de l'inclinaison sur les écoulements diphasiques adiabatiques. Pour ce faire, l'effet de la gravité est discuté en distinguant trois régimes d'écoulement, et en caractérisant la symétrie de l'écoulement par l'introduction d'un paramètre géométrique.

Le quatrième chapitre traite de l'évolution des chutes de pression totales et dues aux frottements avec le confinement et l'inclinaison. L'évolution des chutes de pression est analysée en termes de contraintes interfaciales et est comparée avec différents modèles de la littérature.

Le dernier chapitre complète ces parties en abordant l'effet du flux thermique sur la phénoménologie de l'écoulement diphasique, tant en termes de régimes et de chutes de pression que d'échanges thermiques et d'assèchement. L'évolution des échanges thermiques dans cette configuration est discutée en termes de modes de transferts et une méthode de suivi de l'évolution spatio-temporelle de l'assèchement est présentée.

## Chapitre 1. Description et modélisation de l'ébullition convective

Ce chapitre présente les principales caractéristiques phénoménologiques décrites dans la littérature liées à l'ébullition convective. Il s'attache à dégager les grandes lignes de comportements des régimes d'écoulement, des chutes de pression et des échanges thermiques rencontrés en écoulements diphasiques afin de présenter les effets du confinement et de l'inclinaison sur ceux-ci.

La première partie du chapitre définit brièvement la notion d'ébullition convective ainsi que les paramètres d'écoulement et géométriques permettant l'analyse et la comparaison des configurations rencontrées dans la littérature. Elle est suivie d'une présentation de la problématique de la modélisation de la transition micro-macro en écoulement diphasique.

Les effets du confinement et de l'inclinaison sur les régimes d'écoulement, sur les chutes de pression et sur les échanges thermiques sont discutés dans les sections 1.3 à 1.5 respectivement.

### 1.1 Définition de l'ébullition convective

Le phénomène d'ébullition a lieu au niveau de l'interface liquide-solide quand un liquide est mis en contact avec une surface maintenue à une température suffisamment supérieure à la température de saturation  $T_{sat}$  du fluide. Il est distingué deux types d'ébullition : l'ébullition en vase où le fluide est statique et l'ébullition convective où le fluide est mis en mouvement. Par conséquent, dans le cas de l'ébullition convective, le fluide, généralement à saturation, est forcé à s'écouler dans une conduite ou sur une surface chauffée par un moyen extérieur tel qu'une pompe ou un compresseur.

En ébullition convective, l'écoulement est caractérisé par différents paramètres tels que la vitesse massique  $G$ , le titre en vapeur  $x$ , et la température de saturation  $T_{sat}$ .

La vitesse massique est le rapport du débit massique total  $\dot{m}$  sur la section de passage de l'écoulement diphasique  $A$  :

$$G = \frac{\dot{m}}{A} \quad (1-1)$$

Le titre en vapeur est le rapport du débit massique de vapeur  $\dot{m}_{vap}$  sur le débit massique total :

$$x = \frac{\dot{m}_{vap}}{\dot{m}} \quad (1-2)$$

La vitesse de chaque phase peut être également prise en compte par l'emploi des vitesses superficielles du liquide et de la vapeur, respectivement  $U_{s,liq}$  et  $U_{s,vap}$ . Ces vitesses sont reliées au débit massique, au titre en vapeur et à la température de saturation par les définitions suivantes :

$$U_{s,liq} = \frac{(1-x)G}{\rho_{liq}} \quad (1-3)$$

$$U_{s,vap} = \frac{xG}{\rho_{vap}} \quad (1-4)$$

De plus, l'intensité du chauffage assurant l'ébullition de l'écoulement est caractérisée par la densité de flux  $\varphi$ .

La figure 1-1 présente un exemple d'évolution des régimes d'écoulement rencontrés en configuration verticale ascendante (a) et en configuration horizontale (b) en ébullition convective. En configuration horizontale, un exemple typique d'évolution du coefficient d'échange avec les différents régimes d'écoulement est présenté, mettant en avant les couplages thermo-hydrauliques rencontrés dans le cadre de l'étude de l'ébullition convective.

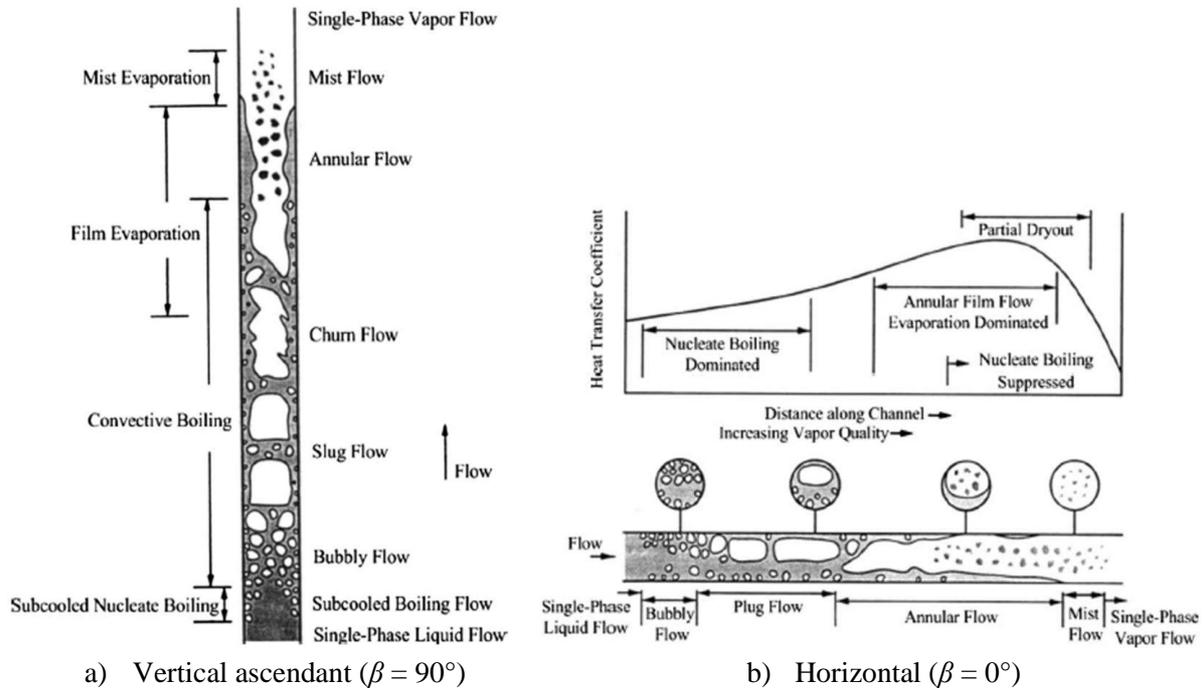


Figure 1-1 Schéma des régimes d'écoulement et des modes de transfert de chaleur en ébullition convective verticale ascendante (a) et horizontale (b) en macro-canal (Cheng et al., 2008)

Ainsi, la gravité agissant sur la répartition des phases, l'ébullition convective est affectée par l'orientation de l'écoulement, caractérisée par l'angle  $\beta$  égal à  $0^\circ$  en configuration horizontale et  $90^\circ$  en configuration verticale ascendante. De plus, les caractéristiques de l'ébullition convective évoluent également avec les dimensions de la conduite, caractérisées par son diamètre hydraulique  $d_{int}$ .

## 1.2 Transition de l'échelle macro à l'échelle micro en écoulement diphasique

Selon les diamètres hydrauliques employés pour la réalisation d'expérimentations portant sur l'étude des écoulements diphasiques, les comportements thermo-hydrauliques observés peuvent fortement varier. Ainsi, l'étude des écoulements diphasiques est sujette à la question de l'effet du confinement de l'écoulement sur ces comportements. De fait, il est constaté dans la revue bibliographique récente de Karayiannis et Mahmoud (2017) qu'il n'y a pas de consensus quant à la définition des mini, micro ou petits canaux. En effet, une définition juste de la transition micro-macro nécessiterait des expériences conduites dans un même laboratoire avec de nombreux diamètres hydrauliques testés ainsi qu'une haute résolution d'images permettant d'accéder aux plus forts confinements. Ainsi, il apparaît que le terme « micro » définit l'échelle à partir de laquelle les phénomènes hydrodynamiques et thermiques rencontrés en canal conventionnel évoluent significativement par rapport à l'échelle macro. De plus, identifier cette limite présente l'intérêt majeur de pouvoir discriminer les différentes bases de données bibliographiques en vue du développement de corrélations spécifiques pour chaque échelle.

Deux groupes de critères de transitions figurent dans la littérature. Les critères géométriques sont basés uniquement sur les dimensions des canaux utilisés pour les expérimentations. Selon Karayiannis et Mahmoud (2017), ces critères ne semblent pas représentatifs de la transition d'échelle car ils ne prennent pas en compte les mécanismes physiques amenés à influencer la phénoménologie de l'écoulement diphasique. De plus, l'absence de régime stratifié en canal horizontal ainsi que l'absence de l'effet de l'orientation sur les régimes d'écoulement à partir d'une certaine échelle indiquent que les forces capillaires jouent un rôle prépondérant sur la dynamique de l'interface liquide/vapeur dans cette configuration. Par conséquent, un deuxième groupe de critères de transition de l'échelle macro à l'échelle micro peut être mentionné, considérant la longueur capillaire dans leurs formulations comme cela est présenté sur le tableau 1-1. La longueur capillaire rend compte de l'équilibre entre les forces capillaires et les forces de gravité. Elle s'exprime de la façon suivante :

$$L_{cap} = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{liq} - \rho_{vap})}} \quad (1-5)$$

Ainsi, la diversité des critères employés montre le manque de consensus quant aux conditions de transition de l'échelle macro à l'échelle micro.

Tableau 1-1 Critères employés dans la littérature pour définir la transition de l'échelle macro à l'échelle micro

Auteur	Critère	Diamètre de transition [mm], $T_{sat} = 80 \text{ °C}$	
		Eau	R245fa
Suo et Griffith (1964)	$d_{tr} = 0,134L_{cap}$	0,3	0,1
Brauner et Moalem Maron (1992)	$d_{tr} = 2\pi L_{cap}$	16,0	5,0
Cornwell et Kew (1992)	$d_{tr} = 2L_{cap}$	5,1	1,6
Triplett et al. (1999)	$d_{tr} = L_{cap}$	2,6	0,8
Ullmann et Brauner (2006)	$d_{tr} = \sqrt{1,6}L_{cap}$	3,2	1
Harirchian et Garimella (2010)	$d_{tr} = \sqrt{(160\mu L_{cap})/G}$	0,4	0,2
Ong et Thome (2011)	$d_{tr} = 2,94L_{cap}$	7,5	2,3
Tibiriça et Ribatski – critère 1 (2015)	$d_{tr} = L_{cap}\sqrt{8\cos\theta}$	6,6	2,0
Tibiriça et Ribatski – critère 2 (2015)	$d_{tr} = L_{cap}\sqrt{1/20}$	0,6	0,2

### 1.3 Régimes d'écoulement

L'observation, la caractérisation ainsi que la prédiction des régimes d'écoulement est nécessaire à la compréhension de l'évolution des chutes de pression ainsi que du coefficient d'échange avec les conditions expérimentales. Notamment, le confinement ainsi que l'orientation de l'écoulement diphasique conditionnent fortement les régimes rencontrés et aboutissent à des comportements de chutes de pression et d'échanges thermiques variés selon les configurations décrites dans la littérature. Dans cette section, les méthodes de caractérisation des régimes sont d'abord abordées. Les régimes diphasiques rencontrés en écoulement horizontal et l'effet du confinement sur ces régimes sont ensuite traités. Enfin, les études menées sur l'évolution des régimes diphasiques avec l'inclinaison sont présentées.

#### 1.3.1 Méthodes de caractérisation

Deux types de méthodes pour caractériser les régimes d'écoulement peuvent être distingués : les méthodes avec contact et sans contact. Concernant les méthodes avec contact, les méthodes à sondes capacitatives sont les plus employées. Les fluctuations de tension délivrée par la sonde permettent d'identifier le passage des deux phases et de refléter le comportement de l'interface liquide-vapeur, permettant une identification du régime. Cette technique a été notamment utilisée par Barnea (1980).

Une autre méthode consiste à analyser les fluctuations de chutes de pression. Ces fluctuations sont généralement analysées en termes d'amplitude et de fréquence (Weisman et al., 1979) ou en termes de distribution fréquentielle pour des systèmes d'acquisition de la chute de pression à haute fréquence (Matsui, 1984).

Concernant les méthodes sans contact, on distingue majoritairement les méthodes optiques, à rayons X (Jones and Zuber, 1975) et à ultrasons (Xu and Xu, 1998). Les méthodes à ultrason et à rayons X sont employées pour les tubes opaques alors que les méthodes optiques sont utilisées pour des conduites transparentes. La caractérisation optique des régimes en conduites transparentes peut donner lieu à différents dispositifs expérimentaux. On peut notamment citer les méthodes utilisant des lasers et photodiodes (Revellin et al., 2006) et les dispositifs d'acquisition rapide d'images, nécessitant un post-traitement plus lourd que pour des signaux analogiques (Charnay, 2014; Ong and Thome, 2011; Schubring and Shedd, 2009).

L'ensemble de ces méthodes permet l'acquisition de signaux reflétant plus ou moins fidèlement le comportement de l'interface liquide-vapeur de l'écoulement. Par conséquent, ils doivent être traités afin de définir une correspondance avec les régimes obtenus expérimentalement. De plus, la définition des régimes ainsi que les critères employés pour les discriminer sont à même d'évoluer selon les différents écrits de la littérature. Du fait de l'ensemble des considérations subjectives employées pour l'analyse du comportement dynamique de l'écoulement diphasique, la reproductibilité des résultats obtenus dans la littérature est particulièrement difficile comme cela a été déjà observé et remarqué par Cheng et al. (2008).

Bien qu'il n'y ait pas de consensus clair sur les critères à employer pour définir les critères de transition des régimes d'écoulement, la terminologie des régimes diphasique est globalement homogène concernant les écoulements adiabatiques en macro-canal. En effet, il peut être distingué cinq régimes d'écoulement adiabatiques : à bulles, à poches-bouchons, intermittent, stratifié et annulaire (Bhagwat and Ghajar, 2016).

L'écoulement à bulles est observé pour de faibles titres en gaz et est caractérisé par la présence de petites bulles dans la phase liquide continue. Selon l'inclinaison et le confinement de l'écoulement, les bulles peuvent avoir différentes formes et tailles. L'écoulement à poches-bouchons apparaît pour des titres en gaz modérés et est caractérisé par l'alternance de phase liquide continue (bouchon) et de poches de gaz. La position et la forme des poches de gaz sont également conditionnées par l'inclinaison et le confinement de l'écoulement. L'écoulement intermittent observé pour des titres en gaz modérés est caractérisé par un comportement complexe de son interface liquide-gaz. De ce fait, plusieurs sous-catégories sont employées dépendant du comportement de l'interface liquide-gaz : les régimes à poches et vagues, les régimes annulaires à vagues et les régimes chaotiques (ou « churn »). Le régime stratifié est à même de se former à faible titre en gaz et faible vitesse massique dans les configurations horizontales et descendantes. En macro-canal, il est caractérisé par la séparation complète des phases liquide et gaz, la phase gaz se situant au-dessus de la phase liquide du fait des forces de gravité. A fort titre en gaz et forte vitesse massique est observé l'écoulement annulaire. Il est caractérisé par la présence d'un corps de gaz central entouré par un film liquide léchant la paroi de la conduite. Enfin, à très fort titre en gaz, le film liquide de l'écoulement est amené à disparaître, formant un écoulement brouillard consistant en une suspension de gouttelettes dans une phase continue de gaz.

En micro-canaux, les régimes précédents sont rencontrés à l'exception du régime stratifié. En effet, l'augmentation du confinement a pour effet d'exacerber l'effet des forces capillaires sur la dynamique de l'interface liquide-vapeur, ce qui a pour effet de faire remonter le film liquide dans la partie

supérieure du tube. Cependant, il peut être considéré un cas limite d'écoulement stratifié pour les échelles intermédiaires de petits canaux comme cela est considéré dans le modèle de Lips et Meyer (2012a) prenant en compte les effets des forces capillaires dans le cadre de l'étude de la condensation convective. De plus, en ébullition convective, le flux imposé à la paroi peut avoir pour effet la vaporisation du film liquide, ce qui provoque l'apparition d'un écoulement de type « brouillard ». Les régimes d'écoulements mentionnés précédemment sont schématisés sur la figure 1-2.

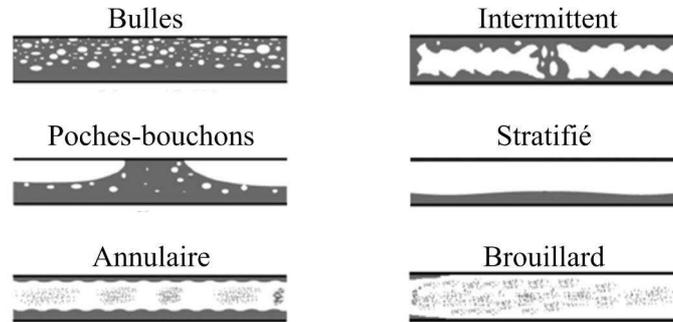


Figure 1-2 Régimes d'écoulement rencontrés en ébullition convective horizontale, adapté de (Cheng et al., 2008)

### 1.3.2 Transitions de régimes en écoulement horizontal

L'étude des transitions des régimes d'écoulement et leur prédiction ont donné lieu à nombre de publications en macro-canal horizontal adiabatique et principalement pour les écoulements air-eau. Les transitions de régimes y sont présentées sous la forme de cartes d'écoulement où les conditions d'occurrence des régimes figurent en termes de vitesses superficielles des deux phases. Les cartes d'écoulement adiabatique en macro-canal horizontal les plus largement citées sont celles de Mandhane et al. (1974) et de Taitel et Dukler (1976). La carte de Taitel et Dukler (1976) comparée à celle de Mandhane et al. (1974), pour un écoulement air-eau dans une conduite de 25 mm est présentée sur la figure 1-3. Elle illustre les écarts de prédiction pouvant être constatés en macro-canal. De plus, l'effet du diamètre hydraulique ainsi que de la nature des fluides ont été également discutés dans la littérature, et sont présentées dans la revue bibliographique de Charnay (2014).

Les régimes d'ébullition convective en macro-canal horizontal ont fait également l'objet d'études incluant l'effet du flux thermique sur la transition du régime annulaire aux régimes d'assèchement et de brouillard, propres à l'ébullition convective. Les cartes d'écoulement issues de ces études présentent les transitions de régime en termes de vitesse massique et de titre en vapeur comme sur la figure 1-4 présentant les transitions de régimes de la carte d'écoulement de Wojtan et al. (2005). L'effet des paramètres d'écoulement sur les transitions de régimes en ébullition convective en macro-canal a permis de préciser les prédictions de transitions et sont aussi abordées dans la revue bibliographique de Charnay (2014).

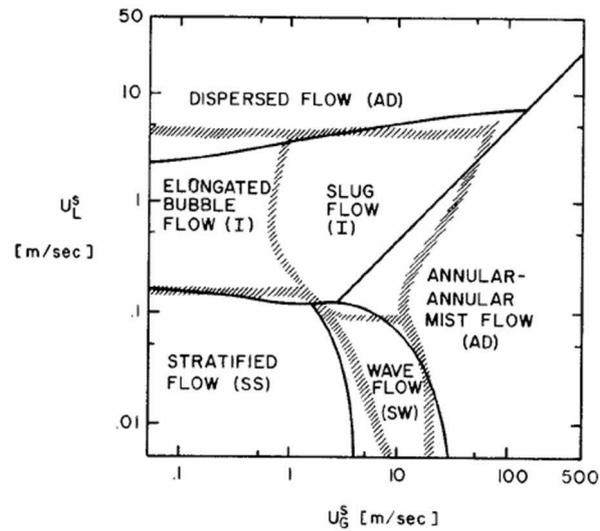


Figure 1-3 Carte d'écoulement de Taitel et Dukler (1976) comparée à la carte de Mandhane et al. (1974) (Taitel and Dukler, 1976)

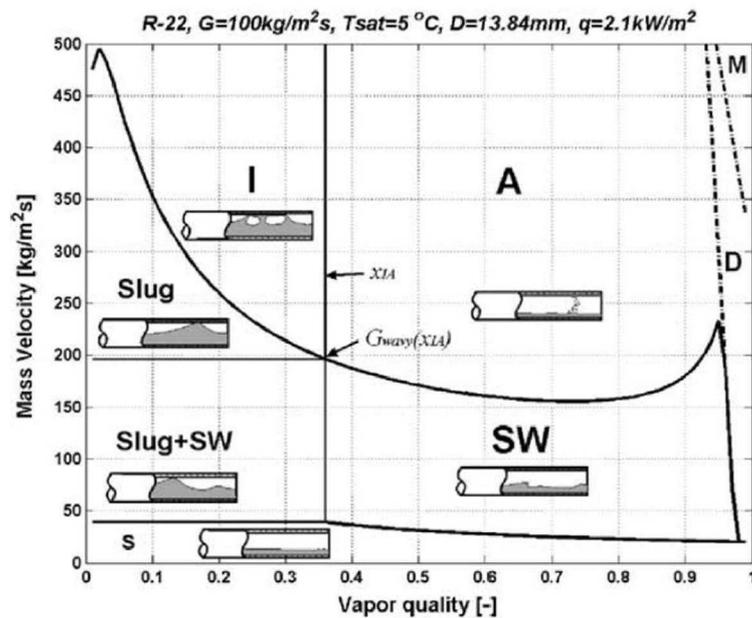


Figure 1-4 Carte d'écoulement de Wojtan et al. (2005)

### 1.3.3 Effet du confinement sur les régimes d'ébullition convective

La réduction du diamètre hydraulique affecte les régimes d'écoulement. La figure 1-5 illustre notamment cet effet, présentant les écoulements obtenus par Chen et al. (2006) pour un écoulement saturé de R-245fa en configuration verticale et des diamètres intérieurs de 4,26 et 1,1 mm.

En macro-canal, la transition du régime intermittent au régime annulaire a lieu pour un titre en vapeur fixe quelque soit la vitesse massique comme cela est présenté sur la figure 1-4. En revanche, le titre en vapeur de transition du régime intermittent au régime annulaire en micro-canal augmente quand la vitesse massique diminue comme cela est présenté sur la figure 1-6. Celle-ci présente les prédictions des transitions de Revellin et al. (2006) et de Kattan et al. (1998) pour les mêmes conditions

d'écoulement, montrant la différence de comportement en termes de transition du régime intermittent au régime annulaire mais également concernant la disparition du régime stratifié en micro-canal.

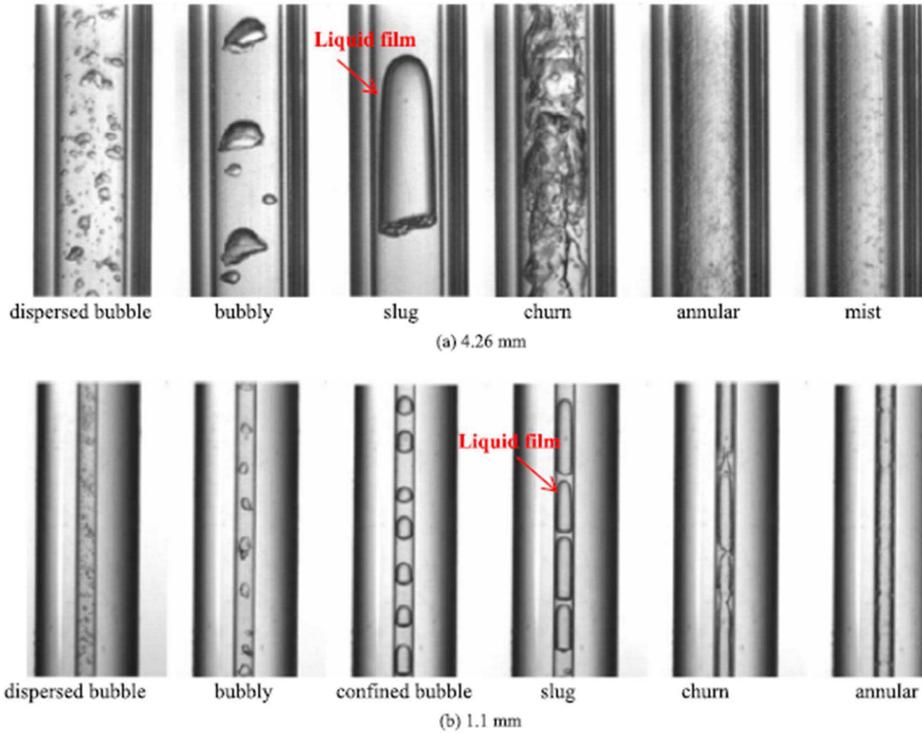


Figure 1-5 Régimes d'écoulement rencontrés par Chen et al. (2006) en configuration verticale pour deux diamètres de conduites différents

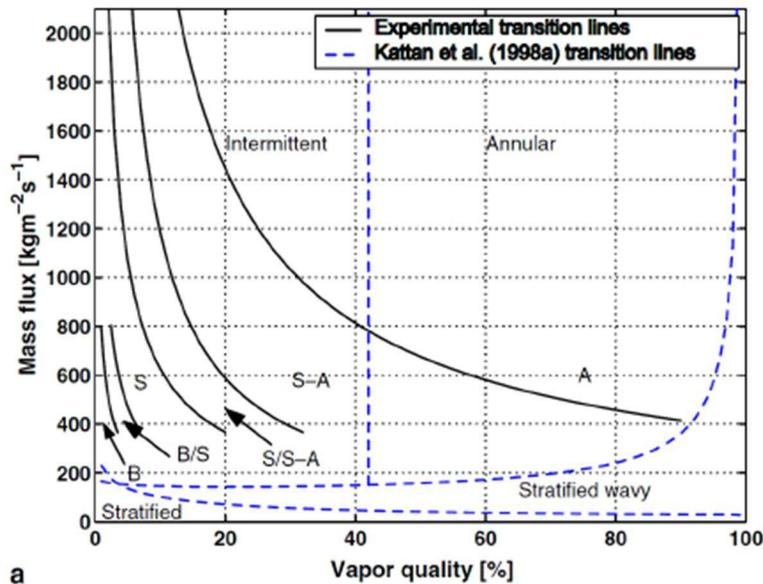


Figure 1-6 Superposition des cartes d'écoulement de Revellin et al. (2006) et de Kattan et al. (1998)

Ainsi, plusieurs prédictions de transition du régime intermittent au régime annulaire en ébullition convective sont disponibles dans la littérature parmi lesquelles figurent celles de Revellin et al. (2006), Barbieri et al. (2008), Ong et Thome (2011), Costa-Patry et Thome (2013).

Le critère de transition du régime intermittent au régime annulaire proposé par Costa-Patry et Thome (2013) est basé sur l'observation de l'évolution du coefficient d'échange avec le titre en vapeur pour des conduites de 148 microns à 3 mm. En effet, dans le cadre de leur campagne de tests, il a été observé une diminution du coefficient d'échange pour les faibles titres en vapeur puis une augmentation. Ce changement de comportement est attribué au changement de régime, du régime intermittent au régime annulaire. Cette observation amène les auteurs à développer une corrélation pour la transition du régime intermittent au régime annulaire qui dépend de la densité de flux imposée au micro-évaporateur :

$$x_{I-A} = 425 \left( \frac{\rho_{vap}}{\rho_{liq}} \right)^{0,1} \frac{Bo^{1,1}}{Co^{0,5}} \quad (1-6)$$

où  $x_{I-A}$  est le titre en vapeur de transition du régime intermittent au régime annulaire,  $Bo$  le nombre d'ébullition et  $Co$  le nombre de confinement.

En revanche, en comparant des bases de données de transitions du régime intermittent au régime annulaire obtenues en micro-mini canaux en conditions adiabatiques (Chen et al., 2006; Revellin et al., 2006), lors de la condensation (Al-Hajri, 2009; S.-M. Kim et al., 2012) et lors de l'ébullition (Megahed and Hassan, 2009), Kim et Mudawar (2014a) remarquent que la transition du régime intermittent au régime annulaire n'est pas affectée par les conditions de flux pour ces bases de données. Ainsi l'effet du flux sur la transition du régime intermittent au régime annulaire est mal défini. Une des explications envisagées de ce constat provient des conditions d'obtention des régimes d'écoulement en ébullition convective. Karayiannis et al. (2014) ont notamment observé l'effet de l'hystérésis sur les régimes d'écoulement rencontrés pour l'ébullition convective du R-245fa dans un canal vertical de 1,1 mm. Il est apparu que la transition du régime intermittent au régime annulaire a lieu pour un titre en vapeur plus faible à flux descendant. Ainsi, d'après Karayiannis et al. (2014), l'effet de l'hystérésis sur les transitions de régime est à même d'expliquer du moins partiellement les écarts de transition rencontrés dans la littérature. Pour autant, la revue bibliographique de Karayiannis et Mahmoud (2017) sur l'ébullition convective en micro-canal souligne l'absence de consensus actuel sur la définition des différentes échelles de canal. La variété des régimes rencontrés selon les configurations et la multiplicité des critères d'identification en résultant sont identifiés comme les principales causes de ce constat.

En outre, selon le confinement et l'inclinaison de l'écoulement, il peut être remarqué une différence de comportement des régimes et notamment concernant leur asymétrie. Comme cela est suggéré par Cioncolini et Thome (2013), la prédiction du degré d'asymétrie est critique pour caractériser et discriminer les bases de données en écoulements adiabatiques, en ébullition convective ou en condensation. Les bases de données obtenues avec des régimes d'écoulements axi-symétriques en configuration horizontale sont en effet plus à même d'être comparées avec celles obtenues en configuration verticale. Plus récemment, Setyawan et al. (2017) ont développé une corrélation à partir de leur propre base de données permettant la prédiction de l'épaisseur de film pour tout angle  $\theta$  (orthoradial) de la section de conduite. Les capacités de prédiction de cette corrélation sont testées et montrent une forte variabilité selon les bases de données de la littérature. De plus, la corrélation est testée avec des études réalisées en macro-canal. De ce fait, l'effet du confinement sur la distribution de film liquide n'est pas pris en compte. Ainsi, les régimes d'écoulement et leurs caractéristiques géométriques telles que la symétrie, ou plus précisément leur distribution d'épaisseur de film, sont amenées à évoluer avec l'inclinaison et le confinement. L'étude de l'évolution géométrique du film liquide est à même de fournir une information complémentaire pour comprendre les comportements thermo-hydrauliques de l'ébullition convective avec l'inclinaison et notamment l'occurrence du régime d'assèchement.

### 1.3.4 Effet de la gravité

L'orientation de l'écoulement diphasique affecte la dynamique des interfaces liquide-vapeur et modifie les transitions de régime sous l'action des forces de gravité. La revue bibliographique de Lips et Meyer (2011) présente différentes études traitant de l'effet de l'inclinaison sur les régimes d'écoulement. Elle aboutit à la conclusion que la majorité de ces études a été réalisée avec des écoulements air-eau avec des conduites d'environ 25 mm de diamètre intérieur. L'inclinaison influe fortement sur les transitions de régimes mais du fait de la faible quantité de données expérimentales, il n'existe pas de modèle capable de prédire l'influence de l'inclinaison pour différents fluides et différents diamètres hydrauliques.

Le modèle de Taitel et Dukler (1976) est un des modèles de transitions de régimes les plus cités de la littérature. Les mécanismes de transition de régimes considérés dans ce modèle sont basés sur des concepts physiques et n'ont nécessité que peu de recalage empirique. Ce modèle considère cinq régimes d'écoulements différents : stratifié lisse (SS), stratifié à vague (SV), intermittent (I), annulaire (AD) et à bulles dispersées (DB).

La prédiction des transitions de régime proposée a pour point de départ la modélisation du régime stratifié à l'équilibre, orienté selon un angle d'inclinaison  $\alpha$  négatif, correspondant à un écoulement descendant proche de la configuration horizontale comme cela est présenté sur la figure 1-7.

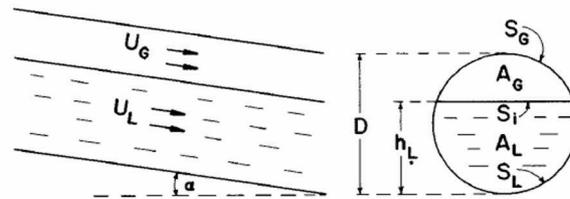


Figure 1-7 Schéma d'un écoulement stratifié à l'équilibre (Taitel and Dukler, 1976)

L'équilibre des forces entre les phases peut se traduire d'un point de vue adimensionnel à l'aide des groupements  $\chi$  et  $Y$ ,  $\chi$  étant le paramètre de Martinelli et  $Y$  le rapport du gradient de pression statique et du gradient de pression de la phase gazeuse seule. Du fait de cette équation d'équilibre, le niveau de liquide adimensionné peut être déduit de chaque paire de groupements  $(\chi, Y)$ . La solution de l'équation d'équilibre dépend par conséquent des valeurs de  $(\chi, Y)$  dépendant elles-mêmes des régimes laminaire ou turbulent des deux phases.

La transition du régime stratifié au régime intermittent ou annulaire provient de la croissance de vagues solitaires au niveau de l'interface liquide-vapeur. En considérant une vague déjà formée, la restriction de passage de la phase vapeur a pour effet son accélération et donc une diminution de sa pression par effet Bernoulli ce qui a pour effet de faire croître la vague. Au contraire, les forces de gravité ont pour effet de limiter sa croissance. De ce constat provient un critère de stabilité de la vague qui dépend de l'inclinaison de l'écoulement.

La transition du régime stratifié vers le régime annulaire ou le régime intermittent est orientée par la hauteur de liquide dans l'état d'équilibre stratifié. Si la hauteur de liquide est suffisamment élevée, la vague atteint le haut de l'écoulement et forme un bouchon de liquide. Dans le cas contraire, un écoulement annulaire se forme. Cette déviation de comportement est due au fait que la vague s'entretient en pompant le liquide dans le film du bas de l'écoulement. Ainsi, si le film n'est pas assez épais, la vague se déstabilise avant de pouvoir atteindre le haut de l'écoulement. Le modèle de Taitel

et Dukler (1976) de transition du régime stratifié aux régimes annulaire et intermittent est applicable à des configurations descendantes peu inclinées. En revanche, quand l'inclinaison est plus marquée, un autre mécanisme de déstabilisation de la phase vapeur est décrit par Barnea et al. (1982). Pour les régimes descendants avec une inclinaison supérieure à  $10^\circ$ , un critère de transition du régime stratifié au régime annulaire est introduit, applicable aux écoulements à faible vitesse de vapeur. Il considère la formation d'un film de liquide en haut du tube par l'arrachement de gouttelettes du film du bas. Le modèle de Barnea et al. (1982) permet de prédire les transitions de régime pour l'ensemble des inclinaisons de l'écoulement. Il est basé sur des observations menées avec des écoulements air-eau pour des diamètres de 2,55 et 5,1 cm. La première extension du modèle de Taitel et Dukler (1976) consiste à considérer les phénomènes physiques mis en jeu dans la transition du régime stratifié au régime annulaire pour des angles d'inclinaison supérieurs à  $10^\circ$ . Pour les régimes descendants avec une inclinaison supérieure à  $10^\circ$ , un critère de transition du régime stratifié au régime annulaire est introduit, applicable aux écoulements à faible vitesse de gaz. Il considère la formation d'un film de liquide en haut du tube par l'arrachement de gouttelettes du film du bas.

La modélisation de la transition du régime intermittent au régime annulaire pour toute inclinaison est traitée par Barnea (1986). Deux mécanismes de formation des bouchons de liquide y sont abordés : l'instabilité de l'interface liquide-vapeur (a) et le blocage du corps de vapeur par épaissement du film liquide (b). Enfin, deux mécanismes de transition du régime à bulles au régime intermittent, entretenus par la coalescence des bulles pour de faibles titres en vapeur, sont également considérés. Ils sont affectés par le diamètre des bulles et l'orientation, influant la capacité des bulles à coalescer et à migrer dans la partie supérieure de l'écoulement sous l'effet des forces de gravité. L'ensemble des mécanismes de transitions introduits par Barnea (1986) permettent d'obtenir les cartes d'écoulement présentées sur la figure 1-8 pour un écoulement saturé de R-245fa dans un canal de 25 mm de diamètre hydraulique.

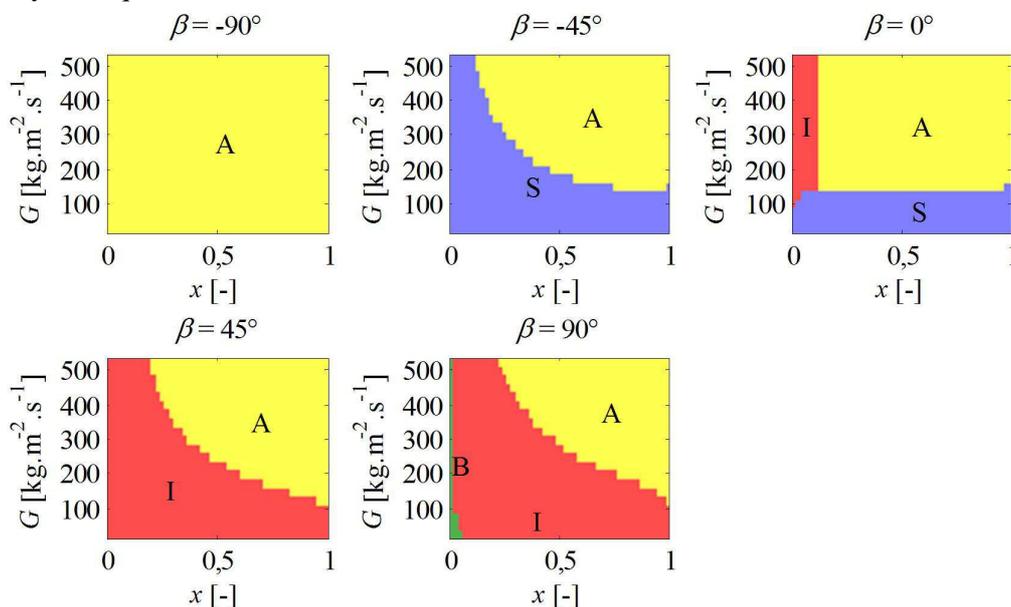


Figure 1-8 Cartes d'écoulement de Barnea (1986) pour un écoulement saturé de R245fa dans un canal de 25 mm de diamètre intérieur et une température de saturation de  $80^\circ\text{C}$  (I : intermittent ; S : stratifié ; A : annulaire) ( $\beta = -90^\circ$  : vertical descendant ;  $\beta = 0^\circ$  : horizontal)

Les cartes d'écoulements obtenues à partir du modèle semi-analytique de Barnea (1986) montrent la forte dépendance des régimes d'écoulement à l'inclinaison. En effet, il est entre autre remarquable que, pour un diamètre hydraulique de 25 mm, l'écoulement stratifié ne se forme qu'en configuration

descendante ou horizontale a contrario de l'écoulement intermittent qui se forme en configuration horizontale ou ascendante. De plus, La modélisation de l'écoulement diphasique de Barnea (1986) anticipe un effet du confinement sur les transitions de régimes observées pour les différentes inclinaisons comme cela est présenté sur la figure 1-9 pour un diamètre intérieur de 2,5 mm. En effet, pour un diamètre hydraulique de 2,5 mm, le régime intermittent apparaît quelque soit l'inclinaison alors que les conditions d'apparition du régime stratifié sont nettement plus restreintes que pour un diamètre hydraulique de 25 mm.

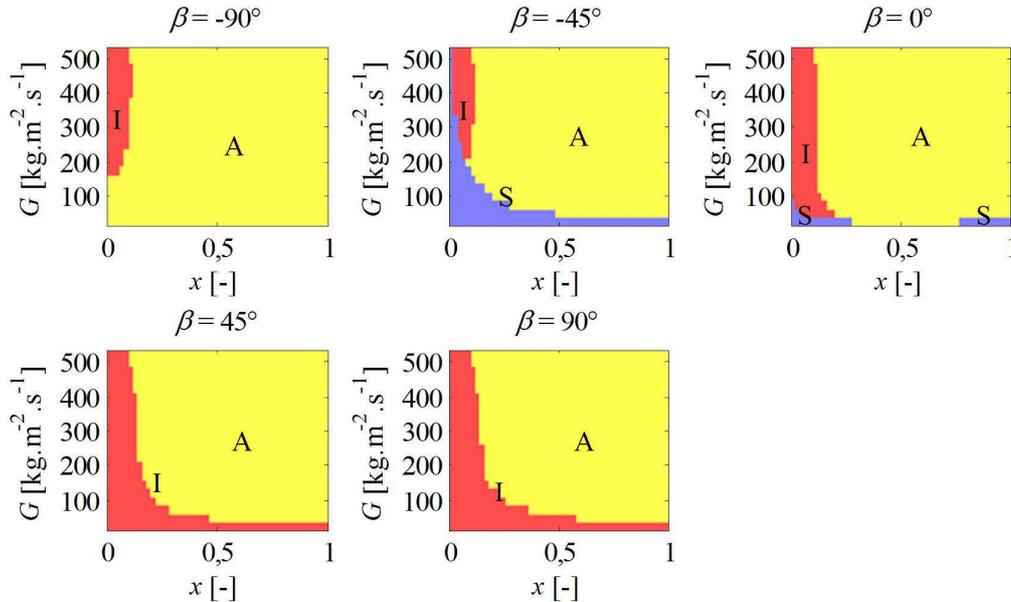


Figure 1-9 Cartes d'écoulement de Barnea (1986) pour un écoulement saturé de R245fa dans un canal de 2,5 mm de diamètre intérieur et une température de saturation de 80 °C (I : intermittent ; S : stratifié ; A : annulaire) ( $\beta = -90^\circ$  : vertical descendant ;  $\beta = 0^\circ$  : horizontal)

Pour autant, bien que la modélisation des régimes d'écoulement diphasiques de Barnea (1986) permette d'anticiper un effet du confinement sur les transitions de régime, celle-ci ne prend pas en compte l'effet des forces capillaires sur la modélisation du régime stratifié. Or ces forces sont à même de déformer l'interface liquide-vapeur, et ce d'autant plus que le confinement de l'écoulement est prononcé. Par exemple, Lips et Meyer (2012b) ont testé l'effet de l'inclinaison de la configuration verticale ascendante à la configuration verticale descendante sur les régimes d'écoulement rencontrés pour la condensation du R134a dans une conduite de 8,38 mm. Le modèle de Barnea (1986) n'est pas à même de prédire les transitions de régimes en écoulements descendants notamment concernant la transition du régime stratifié au régime annulaire. Dans cette configuration, les corrélations empiriques de Crawford et al. (1985) prédisent mieux la transition entre les régimes stratifié et annulaire, mais restent inadaptes à la prédiction du régime intermittent.

Suite aux observations menées sur le comportement des régimes et des échanges thermiques avec l'inclinaison pour la condensation du R134a, Lips et Meyer (2012a) ont développé un modèle d'écoulement stratifié prenant en compte l'effet des forces capillaires sur la déformation de l'interface liquide-vapeur. La connaissance de la distribution du film liquide dans la section de passage de l'écoulement diphasique, présentée sur la figure 1-10, permet ainsi de prédire le coefficient d'échange moyen.

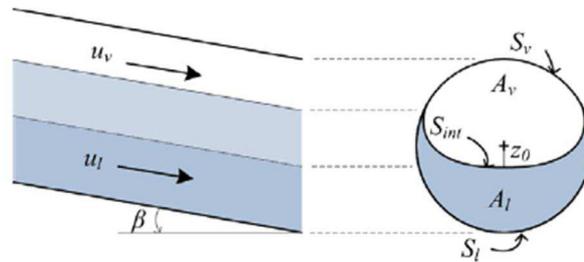


Figure 1-10 Schéma du régime stratifié (Lips and Meyer, 2012a)

Peu d'études ont été répertoriées sur l'effet de l'inclinaison sur les régimes d'écoulement en condensation dans d'autres configurations que celle employée par Lips et Meyer (2012a) depuis la revue bibliographique Lips et Meyer (2011). On peut notamment citer les travaux de Xing et al. (2015) portant sur la condensation du R-245fa dans une conduite de 14,8 mm de diamètre où les transitions de régimes ont été analysées en terme de nombre de Froude.

De même, les études de l'effet de l'inclinaison sur les régimes d'écoulement rencontrés en ébullition convective sont rares et analysent systématiquement l'effet de l'inclinaison en aval de la zone d'ébullition. On peut notamment citer l'étude de Mohseni et Akhavan-Behabadi (2014) de l'ébullition convective du R134a dans un tube lisse de 8,9 mm. Les résultats de l'observation des régimes y sont présentés sous forme de cartes d'écoulements en nombres de Weber. L'étude de Bamorovat Abadi et al. (2016) porte sur l'ébullition convective du R245fa avec un diamètre intérieur de 3 mm et pour des écoulements horizontaux et verticaux ascendants. Il a été observé que la transition du régime intermittent au régime annulaire avait lieu pour des titres en vapeur plus faible en configuration verticale ascendante qu'en configuration horizontale.

L'étude des transitions de régime en écoulement air-eau menée par Bhagwat et Ghajar (2016) dans une conduite de 12,7 mm de diamètre intérieur en configuration ascendante confirme cette observation comme cela est présenté sur la figure 1-11. En effet, il est remarquable que la transition du régime poche-bouchon au régime intermittent à vagues ait lieu pour un titre en vapeur d'autant plus faible que l'angle d'inclinaison est élevé. En revanche, les transitions du régime à bulles et du régime annulaire pour de plus fortes vitesses superficielles sont moins marquées par la gravité. Ceci est interprété par le caractère inertiel de ces régimes qui sont par conséquent moins marqués par l'orientation de l'écoulement.

L'étude de Bhagwat et Ghajar (2016) est complétée par celle de Bhagwat et Ghajar (2017) en configuration descendante. Les transitions de régimes les plus marquées par l'orientation correspondent également aux conditions de vitesses superficielles les plus faibles, régimes où les forces de gravité agissent plus fortement sur la dynamique de l'interface liquide-vapeur (régimes poches-bouchons et stratifiés). En revanche, il est remarqué un comportement non monotone des conditions d'obtention du régime stratifié avec l'inclinaison. En effet, la formation de l'écoulement stratifié est favorisée par un angle d'inclinaison de  $-45^\circ$ . Les observations menées par Bhagwat et Ghajar (2017) montrent que ce comportement est dû au fait que pour des écoulements plus inclinés ( $\theta < -45^\circ$ ), le film liquide se déstabilise et des projections de liquide permettent la formation d'écoulements annulaires à vagues. Ces observations font écho au mécanisme de formation de l'écoulement annulaire pour de fortes inclinaisons décrit par Barnea (1986).

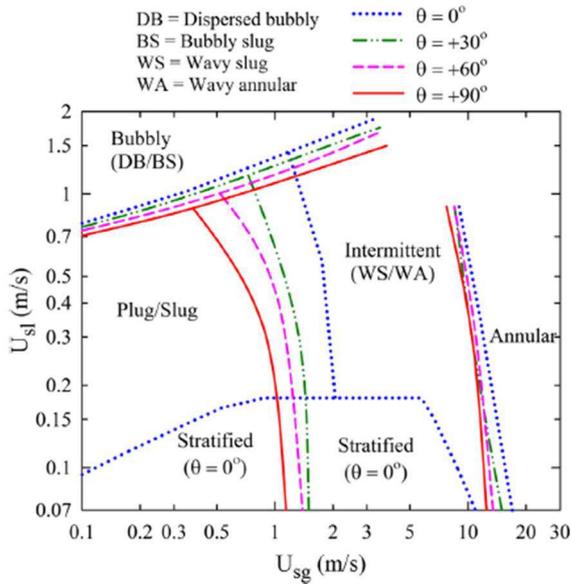


Figure 1-11 Carte d'écoulement de Bhagwat et Ghajar (2016) en écoulement air-eau ascendant pour un diamètre intérieur de 12,7 mm

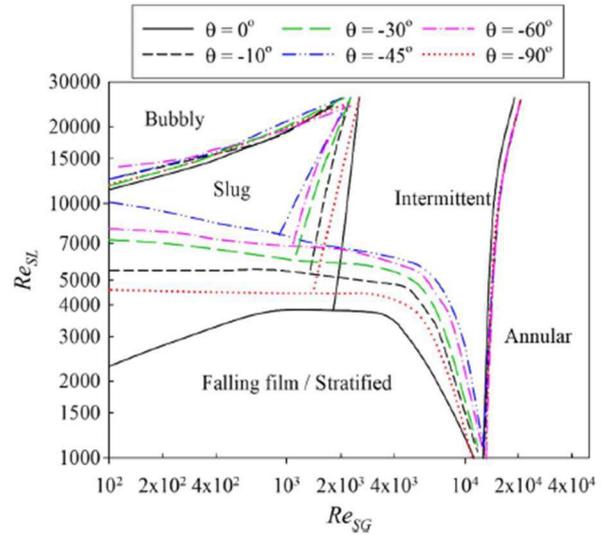


Figure 1-12 Carte d'écoulement de Bhagwat et Ghajar (2017) en écoulement air-eau descendant pour un diamètre intérieur de 12,7 mm

### 1.3.5 Conclusions

La revue bibliographique réalisée par Lips et Meyer (2011) constate le fort effet de l'inclinaison sur les transitions de régime en macro-canal mais également le manque de données de régimes d'écoulement en configuration inclinée et le manque de diversité des configurations. Au regard des références précédemment citées pour les configurations adiabatique, en condensation et en ébullition, il apparaît que l'effet de l'inclinaison a récemment été étudiée sur des écoulements en macro-canaux. Pour toutes ces études, l'effet de l'inclinaison est constaté pour des régimes peu inertiels. Ainsi, à l'exception de l'étude de Bamorovat Abadi et al. (2016) en configurations horizontale et verticale ascendante, l'effet de l'inclinaison sur les régimes d'écoulement n'a pas été testé pour des confinements plus élevés et notamment en mini-canal. Or, l'étude de l'effet du confinement sur les écoulements diphasiques montre la très forte dépendance des régimes d'écoulement au confinement, notamment du fait du rôle des forces capillaires sur la dynamique de l'interface liquide-vapeur. De plus, la prédiction des transitions de régime avec l'inclinaison est nécessaire à la compréhension des caractéristiques thermo-hydrauliques de l'écoulement diphasique. Ainsi, les échanges thermiques et les chutes de pression sont amenés à fortement évoluer avec l'inclinaison du fait du changement de régime d'écoulement comme cela est présenté dans les sections 1.4 et 1.5.

## 1.4 Chutes de pression

La prédiction des chutes de pression des écoulements diphasiques est nécessaire à la conception des systèmes de dissipation de chaleur. De plus, la nécessité de refroidir des composants électroniques de plus en plus miniaturisés et ce notamment dans le domaine informatique implique l'intérêt croissant notamment constaté par Tiberiça et al. (2017) pour l'effet du confinement sur les chutes de pression en ébullition convective. Les différences de régimes constatées entre les échelles micro et macro justifient le développement récent de corrélations adaptées à cette échelle. D'autre part, l'intérêt pour l'effet de l'inclinaison sur les chutes de pressions s'est majoritairement manifesté pour la conception de conduites nettement plus larges appliquées au transport de produits pétroliers. Cependant, en fonction

des applications souhaitées, les systèmes de refroidissement à petites échelles sont amenés à être employés en configurations non horizontales (Hsu et al., 2015).

Un résumé des caractéristiques d'évolution des chutes de pression avec les conditions expérimentales en macro-canal horizontal est ainsi proposé. Les études récentes portant sur les caractéristiques et la prédiction des chutes de pression en micro-canal sont ensuite décrites et discutées. Enfin, les résultats des recherches ayant porté sur l'évolution des chutes de pression avec l'inclinaison sont présentés, mettant en avant le manque de diversité des configurations rencontrées dans la littérature.

### 1.4.1 Décomposition des chutes de pression

Les chutes de pression d'un fluide en mouvement dans une conduite peuvent être décomposées en trois termes associés à différentes sources de dissipation de l'énergie du fluide. Une décomposition possible de la chute de pression est de considérer la composante statique ( $\Delta p_{stat}$ ) associée à l'énergie potentielle du fluide, la composante d'accélération ( $\Delta p_{acc}$ ) liée à son énergie cinétique et la composante de frottements ( $\Delta p_{frict}$ ) due à la dissipation visqueuse au niveau des interfaces de l'écoulement :

$$\Delta p_{total} = \Delta p_{stat} + \Delta p_{frict} + \Delta p_{acc} \quad (1-7)$$

Le terme d'accélération est dû à la différence de titre en vapeur entre l'entrée et la sortie de la section étudiée (respectivement notées  $e$  et  $s$  dans la suite du manuscrit). Il s'exprime de la façon suivante :

$$\Delta p_{acc} = G^2 \left[ \frac{(1-x)^2}{\rho_{liq}(1-\varepsilon)} + \frac{x^2}{\rho_{vap}\varepsilon} \right]_e^s \quad (1-8)$$

Dans le cas d'un écoulement diphasique en condition adiabatique, la chute de pression a pour effet d'augmenter le titre en vapeur au sein de la section test, ce qui a pour conséquence d'avoir un terme de chute de pression par accélération non nul (flashing effect).

Le terme statique est dû au poids de la colonne de mélange diphasique. Il est de ce fait dépendant de l'orientation :

$$\Delta p_{stat} = \rho_{eq} g L_{\Delta p} \sin \beta \quad (1-9)$$

La masse volumique prise en compte est la masse volumique équivalente du fluide. Cette masse volumique correspond à une moyenne des masses volumiques des deux phases pondérée par leur section. Elle se calcule de la façon suivante :

$$\rho_{eq} = \rho_{liq}(1-\varepsilon) + \rho_{vap}\varepsilon \quad (1-10)$$

L'accès aux chutes de pressions dues aux frottements, en vue du développement de modèles semi-empiriques, nécessite donc le calcul des composantes d'accélération et statique. Or, leur calcul requiert la connaissance du taux de vide.

Le taux de vide peut être mesuré à l'aide de différents dispositifs expérimentaux employant des sondes capacitatives ou des fibres optiques, mais la réduction de diamètre complexifie la mise en œuvre de tels dispositifs et ces méthodes peuvent être intrusives, perturbant l'écoulement. De ce fait, des corrélations de prédiction du taux de vide en fonction des paramètres d'écoulement ont été développées. Celles-ci dépendent de l'orientation de l'écoulement comme cela est présenté dans la section 1.4.2.

### 1.4.2 Taux de vide

Le taux de vide étant le rapport de la section de passage de la vapeur sur la section de passage totale de l'écoulement, il est fortement influencé par le régime d'écoulement et donc par l'inclinaison. De ce fait, selon les configurations, on rencontre diverses corrélations de prédiction du taux de vide basées sur différentes modélisation de l'écoulement diphasique. Ces modèles peuvent être classés en quatre catégories : les modèles de glissement, les corrélations relatives au modèle homogène, les modèles de dérives de flux et les modèles empiriques.

Les deux corrélations les plus largement citées en macro-canal, basées sur le modèle de dérive de flux, sont celle de Rouhani et Axelsson (1970) en configuration verticale et celle de Steiner (1993) en configuration horizontale. Comme il est souligné par Tibiriça et al. (2017), il est observé que la corrélation de Rouhani et Axelsson (1970) a de bonnes capacités de prédictions pour les systèmes d'ébullition convective en macro-canaux. Cependant, du fait des différences de régimes d'écoulement diphasique rencontrées entre les échelles micro et macro, le développement de modèles prédictifs adaptés à l'échelle micro est nécessaire et l'on peut notamment citer le travail récent de Tibiriça et al. (2017) allant dans ce sens.

Les régimes d'écoulement étant également affectés par l'inclinaison, plusieurs études ont été menées sur l'effet de l'inclinaison sur l'évolution du taux de vide. La revue bibliographique de Lips et Meyer (2011) répertorie l'ensemble des travaux menés sur ce sujet antérieurs à la revue. Il est ainsi constaté que les corrélations développées avant cette revue bibliographique aboutissent à des prédictions très hétérogènes du comportement du taux de vide avec l'inclinaison. Ces écarts peuvent s'expliquer par la diversité des configurations utilisées par les auteurs des corrélations et par le manque de recul de ces études du fait du peu de points de données de comparaison.

Plus récemment, Bhagwat et Ghajar (2014) ont développé une corrélation de prédiction du taux de vide pour toutes les inclinaisons d'écoulement. Cette corrélation, basée sur le modèle de dérive de flux, a été élaborée à partir d'une base de données comportant 8255 mesures de taux de vide réalisées dans des conditions expérimentales variées, comme cela est présenté dans le tableau 1-2 pour la base de données de fluides frigorigènes. De plus, l'étude regroupe des données de taux de vide obtenues pour des écoulements air-eau, de fluides frigorigènes, air-huile et air-vapeur. En revanche, il est constaté que la grande majorité des points de données utilisés pour l'élaboration de la corrélation provient d'écoulements verticaux ou horizontaux comme cela est présenté sur la figure 1-13, ce qui fait écho à l'observation de Lips et Meyer (2011) sur le nombre d'études réalisées en configuration inclinée

Tableau 1-2 Gammes des paramètres expérimentaux des campagnes de tests en configuration horizontale et inclinée (Bhagwat and Ghajar, 2014)

Experimental data<sup>a</sup> (8255 data points) used for the performance verification of the proposed void fraction correlation.

Parameter	Range
<i>Refrigerants (1110 data points) (R11, R12, R22, R114, R134a, R410A, R290 and R1234yf)</i>	
Pipe diameter ( $D_h$ ) (mm)	0.5–50.8
Density ratio ( $\rho_l/\rho_g$ )	6–250
System pressure ( $P_{sys}$ ) (MPa)	0.1–3
Mass flux ( $G$ ) ( $\text{kg}/\text{m}^2 \text{ s}$ )	60–1050
Two phase flow quality ( $x$ )	0.002–0.98
Void fraction ( $\alpha$ )	0.05–0.99
Mixture Reynolds number ( $Re_{tp}$ )	$2000-3 \times 10^6$

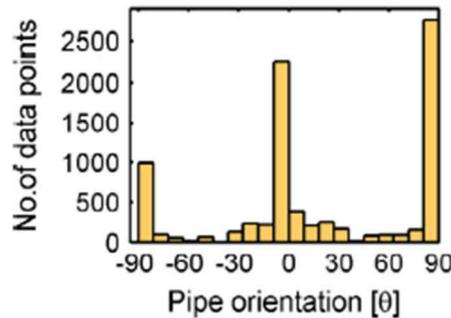


Figure 1-13 Evolution du nombre de points de données expérimentaux considérés pour l'élaboration de la corrélation de Bhagwat et Ghajar (2014) avec l'orientation de la configuration

La corrélation de Bhagwat et Ghajar (2014) est la seule corrélation de prédiction du taux de vide en conduite cylindrique pour toute inclinaison développée ultérieurement à l'étude bibliographique de Lips et Meyer (2011). De plus, il n'a été recensé que très peu d'études de l'effet de l'inclinaison sur le taux de vide depuis cette revue bibliographique. On peut notamment citer l'étude de Oliver et al. (2016) en condensation montrant la très forte diminution du taux de vide avec la transition de la configuration ascendante à la configuration descendante dans les cas de faible inertie de phase vapeur. Cette forte diminution du taux de vide est associée à la transition du régime stratifié au régime chaotique. Les études de Bhagwat et Ghajar (2017, 2016) en écoulement air-eau chauffé mettent également en avant la forte dépendance du taux de vide aux régimes d'écoulement.

La comparaison des chutes de pression dues aux frottements en inclinaison est rendue difficile du fait du manque de connaissance de l'évolution du taux de vide avec l'inclinaison. Notamment, bien qu'il ait été constaté une forte dépendance du taux de vide aux régimes d'écoulement, il n'existe pas de modèle fiable de prédiction du taux de vide dépendant des régimes d'écoulement en configuration inclinée.

#### 1.4.3 Evolution des chutes de pression avec les paramètres d'écoulement

Une revue des études de l'évolution des chutes de pression avec les conditions d'écoulement en macro-canal horizontal a été proposée par Charnay (2014). Elle permet de dégager les comportements de la chute de pression rencontrés en macro-canal dans ces études comme cela est présenté sur la figure 1-14. Ainsi, il apparaît que la chute de pression augmente avec le titre en vapeur jusqu'à atteindre un plateau. En régime d'ébullition, l'apparition de ce plateau, puis la chute du gradient de pression avec le titre en vapeur est associée à la formation des régimes d'assèchement et de brouillard. En effet, dans ces conditions, la contrainte à la paroi diminue fortement du fait que le film liquide disparaît comme cela est illustré sur la figure 1-15 en micro-canal.

De plus, les effets du diamètre hydraulique, de la température de saturation et de la vitesse massique sur la chute de pression sont clairement identifiés. En effet, les chutes de pression augmentent avec la vitesse massique, et diminuent avec la température de saturation et le diamètre. Ces évolutions s'expliquent en considérant l'évolution de la viscosité dynamique des deux phases avec la température et par l'évolution des contraintes interfaciales et pariétales avec ces paramètres.

Cependant, malgré les nombreuses études répertoriées par Charnay (2014), il est conclu qu'il n'existe pas de modèle général capable de prédire correctement les chutes de pressions même en configuration horizontale. Ce constat est associé au fait de la diversité des bases de données employées pour recalibrer les modèles. De ce fait, chaque corrélation est conditionnée par la base de données employée pour son élaboration. Les corrélations employées pour prédire les chutes de pression des écoulements

diphases en configuration horizontale sont issues de trois types principaux de modélisation : le modèle homogène, les modèles multiplicateurs inspirés des travaux de Lockhart et Martinelli (1949) et les modèles phénoménologiques. La plupart de ces modèles sont présentés dans la thèse de Charnay (2014).

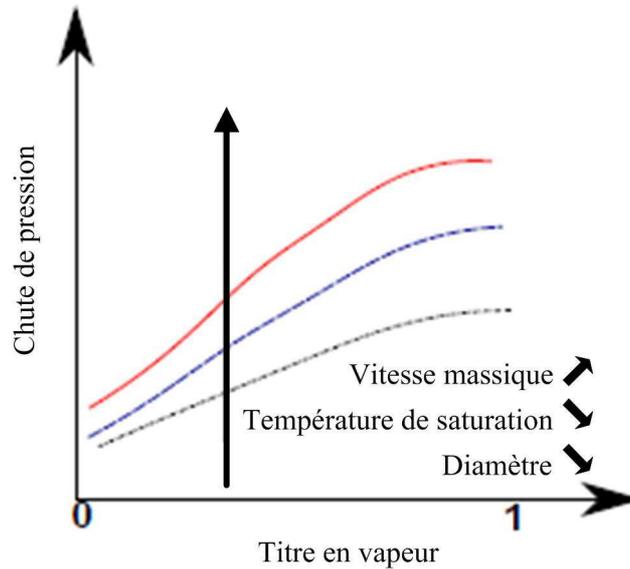


Figure 1-14 Evolution de la chute de pression avec le titre en vapeur en macro-canal (adapté de Charnay (2014))

Bien que l'évolution générale du gradient de pression avec le diamètre intérieur soit connue, il apparaît une différence de comportement pour les écoulements particulièrement confinés. Ainsi, l'étude de Tran et al. (2000) est une des premières à mettre en avant l'effet de la transition micro-macro sur les chutes de pression en ébullition convective et la nécessité de développer des modèles de prédictions pour les échelles réduites, prenant en compte les différences de régimes rencontrés. L'effet du flux à ces échelles a notamment été discuté par Kim et Mudawar (2014a). Ainsi, une différence de gradient de pression est constatée entre les écoulements adiabatiques et en condensation et l'ébullition convective en micro-mini canaux. Les modèles sous-estiment les chutes de pression en ébullition convective et l'écart est d'autant plus fort que le flux imposé est élevé comme cela est présenté sur la figure 1-15.

De ce fait, plusieurs études ont été menées récemment sur l'évolution des chutes de pression avec les conditions expérimentales en ébullition convective en micro-canal. Par l'analyse des bases de données de ces études, Tibiriça et al. (2017) ont récemment proposé une corrélation adaptée du modèle homogène se présentant sous la forme suivante :

$$f = 1,415 \left( \frac{\rho_{liq}}{\rho_{vap}} \right)^{-0,3263} Re_H^{-0,2342} \left( \frac{\rho_{liq} - \rho_{vap}}{\rho_{vap}} \right)^{6,0858} \quad (1-11)$$

où  $f$  est le coefficient de frottement de Fanning et  $Re_H$  le nombre de Reynolds diphasique calculé avec le modèle de viscosité dynamique de Cicchiti et al. (1959).

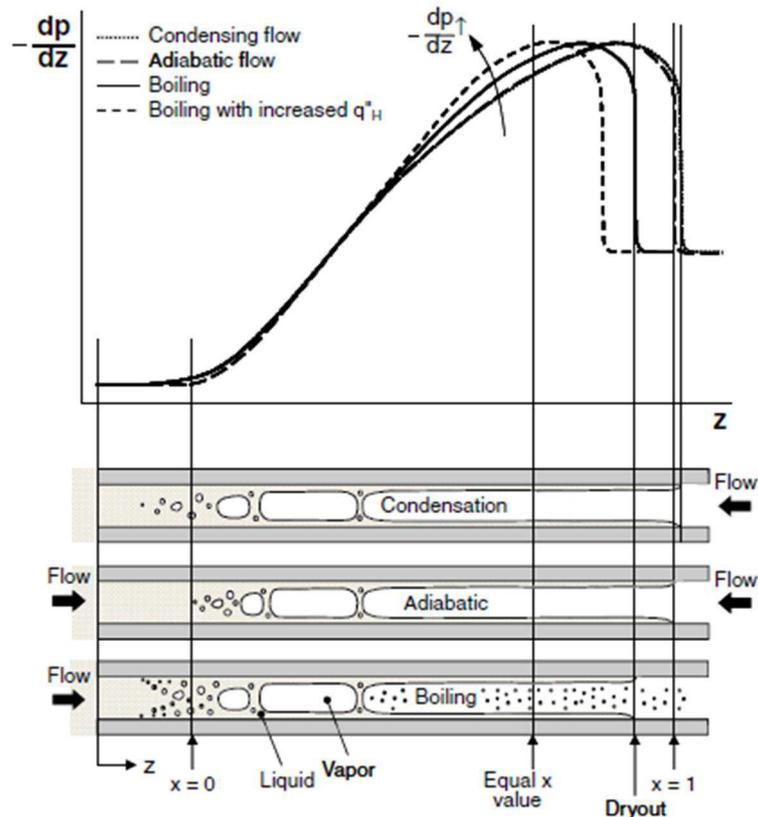


Figure 1-15 Evolution de la chute de pression avec le titre en vapeur en micro-canal (Kim and Mudawar, 2014a)

#### 1.4.4 Evolution des chutes de pression avec l'inclinaison

L'inclinaison impacte les chutes de pression au sein des écoulements diphasiques. Ceci est d'autant plus marqué quand les forces de gravité jouent un rôle important sur la dynamique de l'écoulement. En effet, il est dans un premier temps remarquable que le terme de chute de pression statique est proportionnel à la projection du champ de gravité selon l'axe longitudinal de l'écoulement. De plus, les termes de chute de pression statique et d'accélération dépendent du taux de vide, qui est lui-même dépendant de l'inclinaison comme cela a été brièvement abordé en section 1.4.2. De ce fait, il est difficile d'anticiper le comportement des chutes de pression avec l'inclinaison et ce d'autant plus que les dimensions de l'application sont à même de fortement impacter le comportement des chutes de pression (section 1.4.3).

Lips et Meyer (2011) ont réalisé une revue exhaustive des travaux ayant porté sur l'évolution des chutes de pression avec l'inclinaison. Ainsi, à l'instar de leur observation sur les régimes d'écoulements, il est apparu qu'il n'y a pas de modèle capable de prédire les chutes de pression pour des conditions de fluides et de diamètres hydrauliques variées. Une des rares méthodes de prédiction de la chute de pression pour toute inclinaison est celle de Beggs et Brill (1973). Celle-ci a été développée à partir de tests réalisés en écoulement air-eau pour des conduites de 25 et 51 mm. Elle est empirique et basée sur la prédiction des régimes d'écoulement permettant le calcul du taux de vide. De ce fait, les capacités de prédiction de cette méthode sont fortement impactées par la configuration sur laquelle elles sont testées. Notamment, Luo et al. (2016) ont analysé l'applicabilité des corrélations de Beggs et Brill (1973) et de Mukherjee et Brill (1985) pour des conduites de 60 mm. Ils montrent ainsi l'applicabilité de ces corrélations pour de fortes vitesses massiques mais des déviations de plus de 50% sont observées pour des vitesses massiques inférieures à  $200 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$  pour lesquelles la gravité

joue un plus fort rôle. De plus, il est à noter que plusieurs modèles physiques (Adekomaya (2014) et Pagan et al. (2017)) ont été développés récemment afin de prédire l'évolution de la chute de pression en écoulement vertical proche ascendant. Cependant, ces modèles ne sont applicables qu'à certains régimes et uniquement en macro-canal.

De plus, du fait du manque de données constaté dans leur revue bibliographique, Lips et Meyer (2011) suggèrent que d'autres travaux théoriques et expérimentaux sont nécessaires pour comprendre l'effet de l'inclinaison sur les chutes de pression.

L'étude de Lips et Meyer (2012b) aborde l'effet de l'inclinaison sur les chutes de pression d'un écoulement saturé de R134a en condensation dans une conduite de 8,38 mm de diamètre intérieur. Les résultats d'évolution de la chute de pression avec l'angle d'inclinaison pour une vitesse massique de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  sont présentés sur la figure 1-16. De plus, les auteurs montrent qu'avec cette configuration, la chute de pression, ainsi que le taux de vide, le coefficient d'échange et les régimes d'écoulement, peuvent être considérés comme indépendants de l'inclinaison pour des vitesses massiques supérieures à  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et des titres en vapeur supérieurs à 0,7.

Bhagwat et Ghajar (2016) observent les mêmes tendances que Lips et Meyer (2012b) pour un écoulement air-eau dans une conduite de 12,5 mm à l'exception du maximum de chute de pression constaté pour un angle d'inclinaison de  $75^\circ$ . Cette différence d'évolution de la chute de pression est interprétée par Bhagwat et Ghajar (2016) comme étant le fait du comportement distinct de la chute de pression statique pour le mélange air-eau et le R134a pour ces inclinaisons. En configuration descendante, Bhagwat et Ghajar (2017) ont pu remarquer la forte diminution de la chute de pression associée à l'apparition du régime transitoire ou du régime intermittent pour des angles d'inclinaison inférieurs à  $-60^\circ$ . Cette observation met en avant l'importance de la considération du régime d'écoulement sur l'interprétation de l'évolution des chutes de pression.

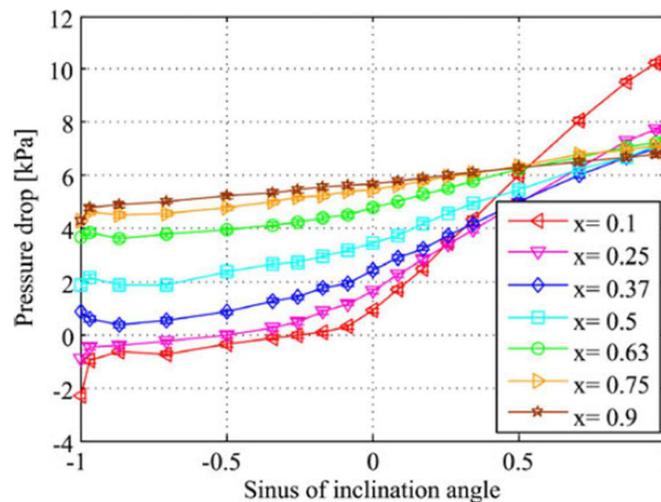


Figure 1-16 Evolution de la chute de pression avec l'inclinaison pour une vitesse massique de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  (Lips and Meyer, 2012b)

Récemment, Adelaja et al. (2017) ont analysé l'effet de la température de saturation sur l'évolution des chutes de pression totales et dues aux frottements avec l'inclinaison. La configuration verticale descendante est celle aboutissant à la chute de pression due aux frottements la plus forte alors que la configuration verticale ascendante aboutit à la chute de pression due aux frottements la plus faible. L'augmentation de la température de saturation induit une diminution absolue de la chute de pression d'autant plus marquée que le titre en vapeur est élevé.

### **1.4.5 Conclusions**

De l'analyse des récents travaux réalisés sur l'évolution des chutes de pression, il apparaît plusieurs constats faisant écho aux conclusions de Lips et Meyer (2011). Le premier est qu'il n'existe pas de modèle général permettant une bonne prédiction des chutes de pression pour l'ensemble des diamètres hydrauliques et l'ensemble des inclinaisons. Le manque de consensus quant à l'effet de la transition entre les échelles micro et macro est à l'origine du développement de corrélations adaptées à ces deux échelles mais sans pouvoir prédire les chutes de pression pour tout diamètre hydraulique. Il n'existe que peu d'études portant sur l'effet de l'inclinaison sur les chutes de pression et toutes ces études ont été réalisées en macro-canaux pour des configurations peu variées. Ainsi, le constat de manque de données bibliographiques fait par Lips et Meyer (2011) reste d'actualité. Le manque de recul quant aux effets couplés de la transition micro-macro et de l'inclinaison justifie l'intérêt qu'il peut être porté à l'effet de l'inclinaison en mini-canal.

## **1.5 Etudes des échanges thermiques entre la paroi et le fluide de travail**

Expérimentalement, il est considéré deux mécanismes de transferts de chaleur en ébullition convective : l'ébullition nucléée et l'ébullition convective. Les différentes configurations d'orientations rencontrées dans la littérature en canaux conventionnels ou à échelle mini-micro ainsi que les différents fluides utilisés pour ces études influent très largement la prépondérance de ces deux mécanismes. Ceci a pour conséquence l'obtention de comportements du coefficient d'échange très variés et difficilement anticipables.

Cette section présente les différents types de dispositifs ayant été employés pour la mesure du coefficient d'échange et la visualisation simultanés de l'écoulement diphasique. Des exemples de comportement du coefficient d'échange en micro-canal sont ensuite présentés, mettant en avant la difficulté d'anticiper l'évolution des échanges thermiques avec les conditions expérimentales à cette échelle. Enfin, une revue des études ayant été menées sur les échanges thermiques en écoulement air-eau, en condensation et en ébullition convective en configuration incliné clôt cette section, montrant les différents effets constatés de l'orientation du champ de gravité sur les échanges thermiques.

### **1.5.1 Méthodes couplées de mesure du coefficient d'échange et de visualisation de l'écoulement en ébullition convective**

A l'instar de la section test précédemment employée par Charnay (2014), la plupart des sections tests employées pour la mesure de coefficient d'échange et la visualisation de l'écoulement sont composées d'un évaporateur et d'une section de visualisation en aval de celui-ci. Le chauffage de l'évaporateur peut être assuré par effet Joule (Charnay et al., 2014) ou par un fluide secondaire comme cela est le cas pour les études de Del Col et al. (2013) et Bortolin et al. (2018) pour des micro-canaux.

La mesure du coefficient d'échange peut être assurée par l'emploi de thermocouples mesurant la température de paroi (Charnay et al., 2014), par bilan enthalpique avec le fluide secondaire (Bortolin et al., 2018; Del Col et al., 2013) ou par thermographie infrarouge. Cette dernière méthode présente l'avantage d'un suivi spatio-temporel du coefficient d'échange avec une discrétisation plus importante qu'avec des thermocouples comme cela est par exemple le cas pour l'étude de Scamell et Kim (2015). Des exemples d'évolution spatiale et temporelle du coefficient d'échange sont présentés sur la figure 1-17 et la figure 1-18.

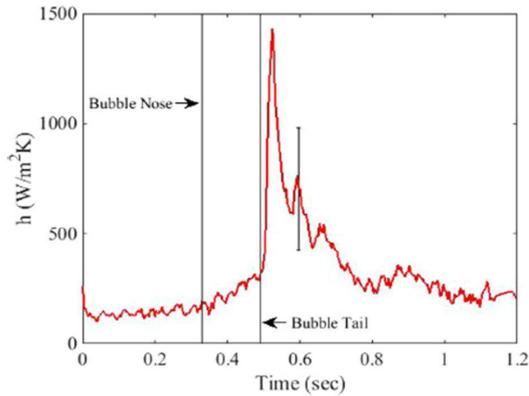


Figure 1-17 Exemple d'évolution temporelle du coefficient d'échange obtenue avec un écoulement de bulles de Taylor (Scammell and Kim, 2015)

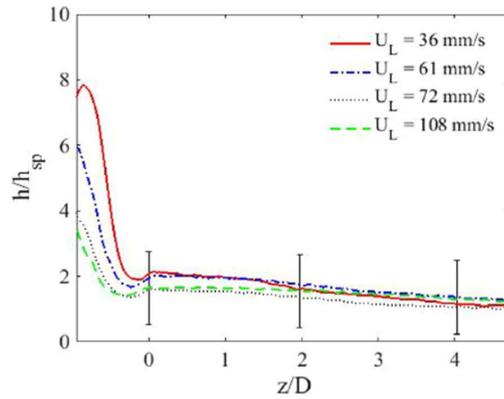


Figure 1-18 Exemple d'évolution spatiale du coefficient d'échange obtenue avec un écoulement de bulles de Taylor (Scammell and Kim, 2015)

Cependant, ces méthodes présentent le défaut de ne pas visualiser l'écoulement directement dans l'évaporateur. Depuis la fin des années 90, plusieurs dispositifs expérimentaux ont été développés pour l'étude de l'ébullition convective en micro-gravité puis pour la dissipation de chaleur en canaux rectangulaires, permettant d'éviter cet écueil.

L'étude de l'ébullition convective en canaux rectangulaires a été majoritairement motivée par la conception de systèmes de refroidissement des circuits imprimés. Dans ce sens, toutes les études ayant porté sur ce sujet ont un système de chauffage situé uniquement sur une des faces les plus larges du canal. Ce type de dispositif permet la visualisation directe de l'écoulement par la face opposée du canal comme cela est présenté sur la figure 1-19 pour le dispositif employé par Jagirdar et Lee (2016). Ce dispositif assure l'acquisition du coefficient d'échange à l'aide de différents capteurs de température. Les dispositifs employés par Ozer et al. (2011) et Piasecka et Maciejewska (2015) assurent l'acquisition du champ de température à l'aide de cristaux liquides thermosensibles. Dans ces configurations, la surface à cristaux liquides est située contre le système de chauffage par effet Joule alors que la caméra rapide est disposée du côté de la paroi transparente du dispositif, ce qui permet une synchronisation et une superposition des images obtenues dans le visible et l'infrarouge comme il est présenté sur la figure 1-20. On peut également citer les travaux de Yoo et al. (2015) en canal de 10 mm par 10 mm. L'ébullition est assurée par un dépôt d'ITO transparent situé sur la surface intérieure du canal. L'acquisition du coefficient d'échange est assurée par thermographie infrarouge, prenant en compte les propriétés infrarouges des différentes couches d'isolation thermique.

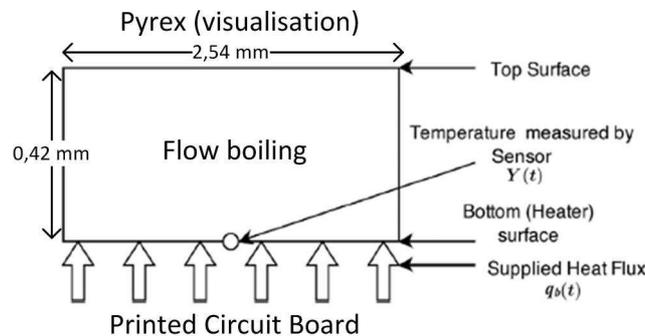


Figure 1-19 Schéma du dispositif expérimental de Jagirdar et Lee (2016), adapté de (Jagirdar and Lee, 2016)

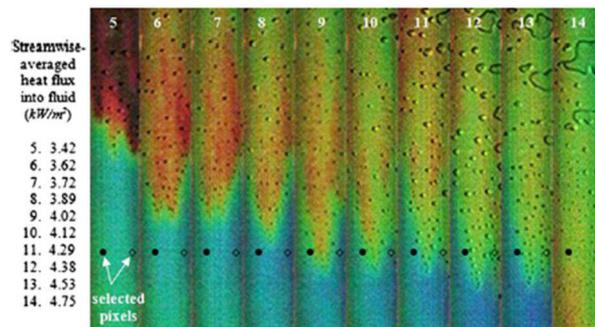


Figure 1-20 Séquence d'images superposées dans l'infrarouge et le visible avec des flux croissants imposés à un écoulement saturé de R11 (Ozer et al., 2011)

L'étude de l'ébullition convective en micro-gravité a motivé l'élaboration de dispositifs expérimentaux permettant la visualisation de l'écoulement dans l'évaporateur tout en assurant un chauffage sur l'intégralité du périmètre de conduite contrairement aux études menées en canaux rectangulaires. Pour ce faire, différentes méthodes ont été mises en œuvre.

La section de 8 mm de diamètre intérieur utilisée par Ohta (1997) et Ohta et Baba (2013) pour l'étude de l'ébullition convective du R113 permet l'acquisition du coefficient d'échange à l'aide d'un film d'or résistif transparent de 0,01 micron d'épaisseur déposé sur la surface interne du tube. La température de paroi intérieure est acquise grâce aux variations de résistance de ce dépôt.

L'étude de Celata et Zummo (2009) portant sur l'ébullition convective du FC-72 dans une conduite cylindrique de 6 mm de diamètre intérieur assure la visualisation de l'écoulement dans l'évaporateur tout en chauffant à l'aide d'un ruban électrique opaque déposé sous forme d'hélice sur la surface interne du tube.

La section test employée par Kim et al. (2012) et Kommer et al. (2012) de 6 mm de diamètre intérieur assure la mesure du coefficient d'échange par thermographie infrarouge. Le dispositif de traitement des images infrarouge permet l'acquisition de la température de paroi intérieure tout en assurant l'isolation thermique. De plus, dans le cas où le fluide est semi-transparent à l'infrarouge, l'écoulement peut être visualisé et l'épaisseur de film peut être mesurée sous réserve que l'épaisseur du film liquide ainsi que son absorptivité sont suffisamment faibles.

Ainsi, les dispositifs utilisés aussi bien par Ohta (1997) et Ohta et Baba (2013) que par Kim et al. (2012) et Kommer et al. (2012) présentent l'intérêt d'obtenir la température de paroi intérieure. Ceci est d'autant plus difficile que le confinement est élevé. Dans le cas où cette température n'est pas directement accessible et que le dispositif chauffant est sur la surface extérieure de l'évaporateur, un modèle de conduction radiale dans la paroi de l'évaporateur est employé. Ceci a pour effet que le suivi temporel de la température de paroi intérieure, et donc du coefficient d'échange, est conditionné par la conductivité du matériau de la paroi.

Plus récemment, Narcy et al. (2014) ont étudié l'effet de la micro-gravité sur l'ébullition convective du HFE7000 dans une canal de 6 mm de diamètre intérieur en assurant le chauffage et la transparence du dispositif à l'aide d'un dépôt d'oxyde transparent conducteur (ITO) sur la surface extérieure d'un tube en saphir comme cela est présenté sur la figure 1-21. L'acquisition de la température de paroi extérieure est assurée par des sondes PT100 posées sur le dépôt extérieur. Ce dispositif a permis l'obtention d'images telles que celles présentées sur la figure 1-22, montrant l'intérêt du dispositif pour la visualisation des bulles issues de la nucléation.

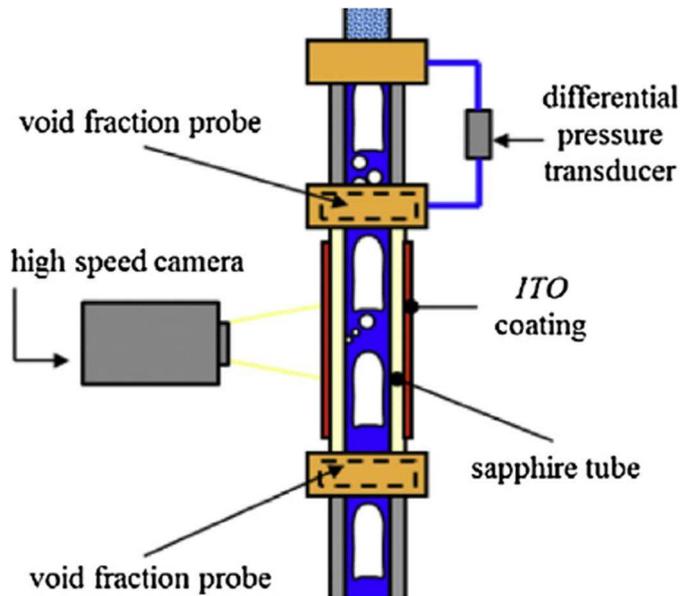


Figure 1-21 Section test utilisée par Narcy et al. (2014) pour l'étude de l'ébullition convective en micro-gravité

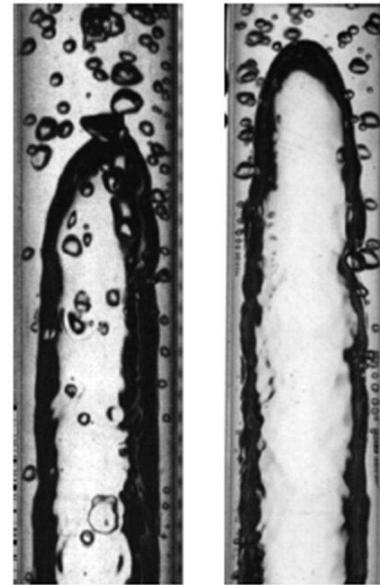


Figure 1-22 Images d'écoulements à poches-bouchons avec flux imposé non nul (Narcy et al., 2014)

Ainsi, peu de dispositifs expérimentaux permettant la visualisation de l'écoulement à l'intérieur de l'évaporateur sont constatés. Ce type de dispositif, en fonction de sa résolution spatiale, peut présenter l'intérêt majeur de visualiser l'effet de la nucléation sur les régimes d'écoulement et notamment la présence de bulles satellites autour du régime principal comme cela a été constaté par Narcy et al. (2014).

### 1.5.2 Evolution du coefficient d'échange en ébullition convective horizontale

L'étude bibliographique de Charnay (2014) sur l'ébullition convective montre que celle-ci est fortement affectée par les paramètres d'écoulement (vitesse massique, densité de flux et titre en vapeur), par le fluide utilisé, la géométrie et la température de saturation. Deux mécanismes de transferts de chaleur y sont identifiés : l'ébullition convective et l'ébullition nucléée. L'ébullition convective est majoritairement guidée par la dynamique de l'écoulement alors que l'ébullition nucléée est liée au flux imposé et à la structure de la surface interne de la conduite où l'ébullition a lieu. De ce fait, il est constaté une grande diversité d'évolutions du coefficient d'échange avec le titre en vapeur, en particulier quand le confinement est le plus prononcé. Les différents comportements du coefficient d'échange avec les paramètres d'écoulement y sont identifiés selon cinq types et montrent la difficulté d'analyser l'effet de ces paramètres sur les échanges thermiques. Les évolutions du coefficient d'échange avec le titre en vapeur y sont notamment traitées et présentées en termes de mécanismes de transfert de chaleur dominants comme cela est présenté sur la figure 1-23.

Les graphes de la figure 1-23 montrent que lorsque l'ébullition nucléée est dominante, le coefficient d'échange n'est pas sensible à la vitesse de l'écoulement alors qu'il augmente avec le flux imposé à la paroi de la section test. A contrario, quand l'ébullition convective est dominante, le coefficient d'échange augmente avec la vitesse massique alors que le flux imposé ne l'affecte pas. Concernant l'évolution du coefficient d'échange avec le titre en vapeur, différents comportements sont rencontrés dans la littérature selon les configurations, dépendant notamment du confinement, ce qui amène à distinguer deux comportements différents pour chaque cas de modes de transferts thermiques dominants.

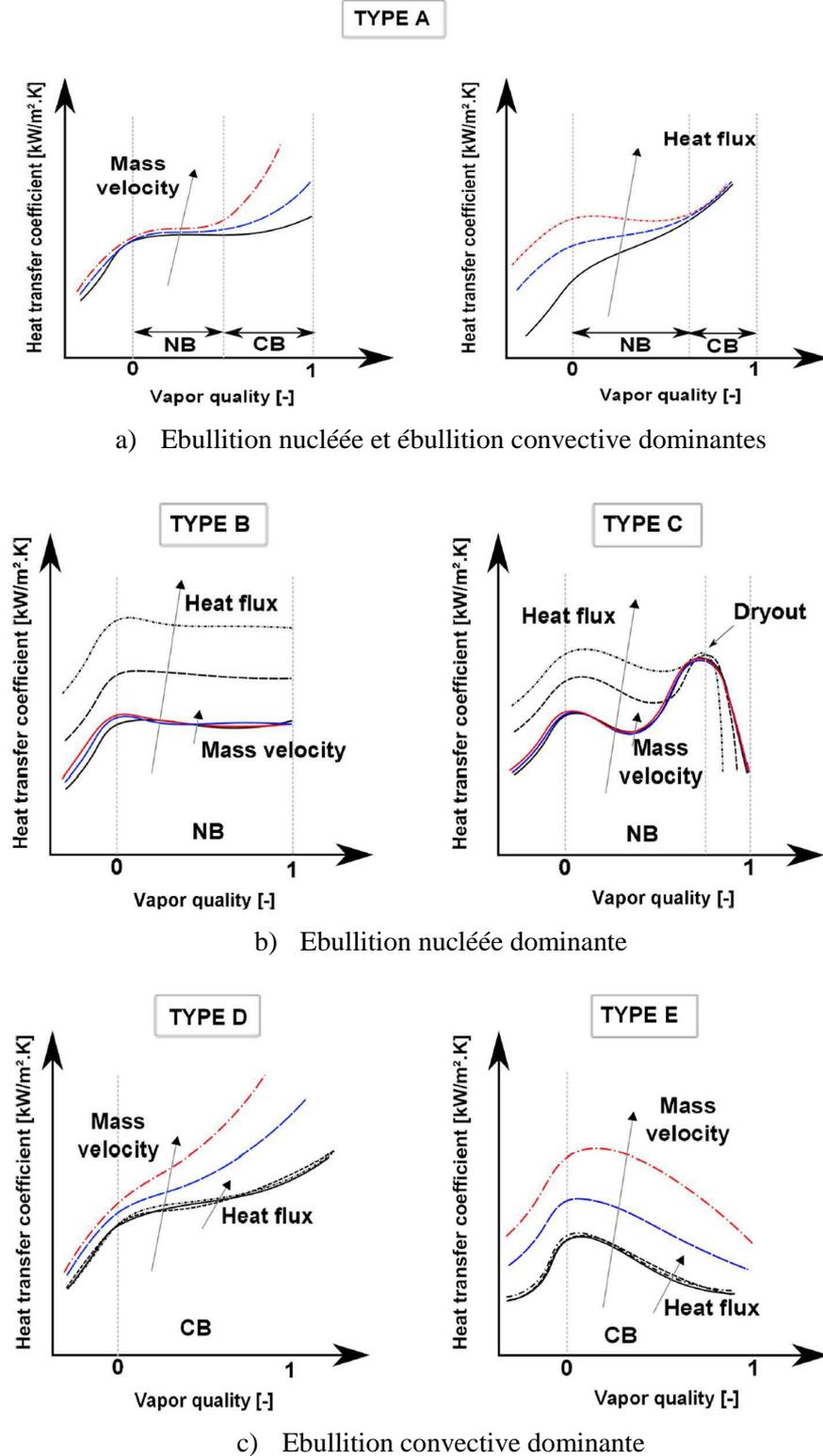


Figure 1-23 Types d'évolutions du coefficient d'échange avec le titre en vapeur dans les cas d'ébullition convective et ébullition nucléée dominantes (a), d'ébullition nucléée dominante (b) et d'ébullition convective dominante (c) (CB : ébullition convective ; NB : ébullition nucléée) (Charnay et al., 2014)

En outre, d'après l'étude bibliographique de Charnay (2014), il est à noter que les comportements de types B,C,D et E où l'ébullition nucléée ou l'ébullition convective restent dominantes sur l'ensemble de la gamme de titre en vapeur ne sont rencontrés qu'en micro-mini canaux. Ceci montre la difficulté à anticiper l'évolution du coefficient d'échange en micro-mini canaux en comparaison des configurations en macro-canal.

De plus, Charnay (2014) a réalisé une revue bibliographique des différentes méthodes de prédiction du coefficient d'échange, mettant en avant le fait que la très grande majorité de ces méthodes sont empiriques ce qui limite leurs capacités de prédiction pour des configurations éloignées de leur domaine d'application, et ce d'autant plus que les mécanismes dominants de transferts thermiques en micro-mini canaux ne sont pas bien identifiés.

Kim et Mudawar (2014b) ont réalisé une revue bibliographique des méthodes de prédiction du coefficient d'échange en micro/mini canal (en dehors des conditions d'assèchement), regroupant une base de données de plus de 10 000 points expérimentaux pour des diamètres intérieurs variant de 0,19 à 6,5 mm. L'analyse des capacités de prédiction des corrélations recommandées pour les micro/mini canaux montre une mauvaise capacité de prédiction de ces corrélations, mettant en avant les divergences de comportement du coefficient d'échange d'une base de données expérimentale à l'autre. Constatant ce manque de capacité de prédiction de ces corrélations pour la base de données totale, Kim et Mudawar (2014b) ont développé une corrélation selon le modèle asymptotique suivant :

$$\alpha_{tp} = (\alpha_{nb}^2 + \alpha_{cb}^2)^{0,5} \quad (1-12)$$

$$\alpha_{nb} = \left[ 2345 \left( Bo \frac{\Pi_c}{\Pi_{mo}} \right)^{0,70} P_R^{0,38} (1-x)^{-0,51} \right] \left( 0,023 Re_{liq}^{0,8} Pr_{liq}^{0,4} \frac{\lambda_{liq}}{d_{int}} \right) \quad (1-13)$$

$$\alpha_{cb} = \left[ 5,2 \left( Bo \frac{\Pi_c}{\Pi_{mo}} \right)^{0,08} We_{liq,s}^{-0,54} + 3,5 \chi^{-0,94} \left( \frac{\rho_{vap}}{\rho_{liq}} \right)^{0,25} \right] \left( 0,023 Re_{liq}^{0,8} Pr_{liq}^{0,4} \frac{\lambda_{liq}}{d_{int}} \right) \quad (1-14)$$

où  $\alpha_{tp}$ ,  $\alpha_{nb}$  et  $\alpha_{cb}$  sont respectivement les coefficients d'échanges diphasique, dû à l'ébullition nucléée et dû à l'ébullition convective,  $\Pi_c$  le périmètre chauffé du canal,  $\Pi_{mo}$  le périmètre mouillé du canal et  $P_R$  la pression réduite.

Sempértegui-Tapia et Ribatski (2017) ont étudié l'évolution du coefficient d'échange du R134a, du R1234ze(E), du R1234yf et du R600a avec le titre en vapeur, la température de saturation, la vitesse massique et le flux imposé dans une canalisation de 1,1 mm de diamètre intérieur. Il est apparu que l'évolution du coefficient d'échange notamment avec le titre en vapeur était sensiblement différent d'un fluide frigorigène à l'autre, en particulier pour le R600a comme cela est présenté sur la figure 1-24. Ces évolutions du coefficient d'échange montrent les différences de modes de transferts de chaleur entre ces différents réfrigérants, notamment la part accrue d'ébullition convective concernant les échanges de chaleur du R600a.

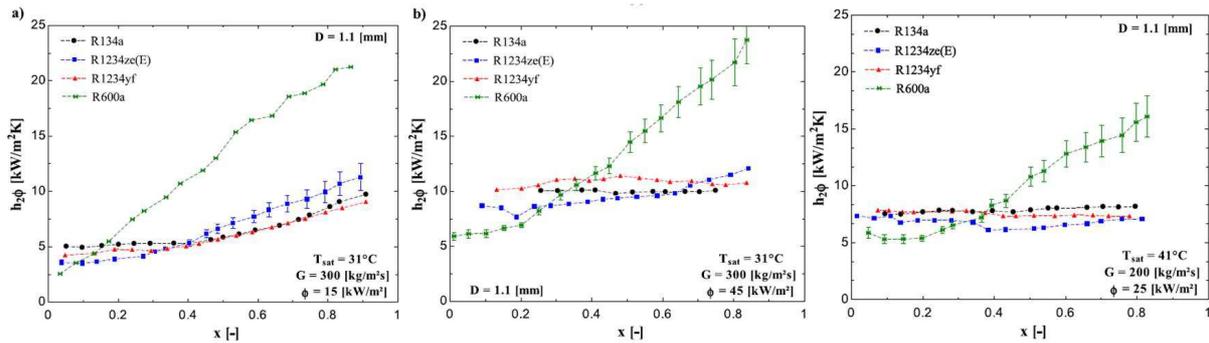


Figure 1-24 Evolution du coefficient d'échange avec le titre en vapeur dans le cadre de l'ébullition convective de quatre fluides frigorigènes dans une conduite de 1,1 mm de diamètre intérieur (Sempértegui-Tapia and Ribatski, 2017)

Tibiriça et al. (2017) ont récemment développé une corrélation de prédiction du coefficient d'échange en micro-canal de type Nusselt à partir de bases de données de différents fluides frigorigènes dans des conduites de 0,5 à 3 mm de diamètre intérieur, regroupant un total de 3902 points expérimentaux. L'expression du nombre de Nusselt obtenue est la suivante :

$$Nu = 0,68 Pr_{liq}^{0,5414} La_{liq}^{0,1942} Re_{liq}^{0,5873} (1-x)^{-0,2446} Bo^{0,3544} \quad (1-15)$$

avec  $La_{liq} = \frac{(\rho_{liq} - \rho_{vap}) \sigma a_{int}^2}{\mu_{liq}^2}$  le nombre de Laplace liquide

La revue bibliographique récente de Karayiannis et Mahmoud (2017) montre que, bien qu'il y ait eu un nombre significatif de recherches en micro/mini canaux durant les vingt dernières années, il n'y a pas de conclusion quant aux mécanismes dominants de transfert de chaleur à cette échelle, faisant écho aux différents types d'évolution du coefficient d'échange décrits par Charnay (2014). Il semble que les mécanismes d'ébullition convective et d'ébullition nucléée contribuent significativement aux échanges de chaleur, ce qui rend difficile l'identification de leurs contributions respectives. De plus, il apparaît que les caractéristiques de surface ont un effet significatif sur l'évolution du coefficient d'échange avec les conditions expérimentales. Ce constat pourrait impliquer des interprétations différentes quant aux mécanismes dominants de transferts de chaleurs et ainsi expliquer certains écarts des résultats publiés sur le comportement du coefficient d'échange à cette échelle.

Ainsi, il apparaît que, du fait de la quantité de données croissante sur l'évolution du coefficient d'échange en ébullition convective à petite échelle, plusieurs corrélations ont été développées. Cependant, il semble que ces corrélations puissent rapidement éprouver leurs limites quand elles sont amenées à prédire les comportements d'échange thermique hors de leur domaine d'application conditionné. Ceci est vraisemblablement dû au fait de la diversité des comportements rencontrés à échelle micro/mini.

### 1.5.3 Effet de l'inclinaison sur les échanges thermiques

A l'instar du confinement, l'inclinaison agit sur l'évolution du coefficient d'échange, notamment par le biais des transitions de régimes d'écoulement qu'elle engendre. Ainsi, la revue bibliographique de Lips et Meyer (2011) présente les quelques études de l'effet de l'inclinaison sur le coefficient d'échange qui lui sont antérieures, ayant été réalisées en écoulements air-eau.

*Effet de l'inclinaison sur les échanges thermiques en écoulement air-eau*

Les études citées de Ghajar et Kim (2005), Ghajar et Tang (2007) et celle de Vaze et Banerjee (2011) ont été réalisées en écoulements air-eau horizontaux et ascendants en avec des angles d'inclinaison de 2°, 5° et 7° et al même section test de 27,9 mm de diamètre intérieur. Elles montrent notamment la dépendance du coefficient d'échange à l'inclinaison pour cette configuration, dépendance conditionnée par les régimes d'écoulements rencontrés comme cela est présenté sur la figure 1-25. Cependant, comme cela est constaté par Lips et Meyer (2011), il n'est pas constaté d'étude de l'effet de l'inclinaison sur le coefficient d'échange pour l'ensemble de la gamme d'inclinaisons antérieure à leur revue.

Suite au constat dressé par Lips et Meyer (2011), plusieurs études ont été menées sur l'effet de l'inclinaison en écoulement air-eau, en condensation et en ébullition convective. En écoulement air-eau, seules les études récentes de Bhagwat et Ghajar (2016) en écoulements inclinés ascendants et de Bhagwat et Ghajar (2017) en écoulements inclinés descendants traitent de l'évolution du coefficient d'échange avec l'inclinaison. Ces études ont été réalisées dans une conduite de 12,7 mm de diamètre intérieure, mettant en avant la forte influence de l'inclinaison sur le coefficient d'échange pour les régimes faiblement inertiels. Les résultats de cette étude pour ces régimes sont présentés sur la figure 1-26 en écoulement ascendant et sur la figure 1-27 en écoulement descendant. Ainsi, comme pour les chutes de pression et les régimes d'écoulement, l'orientation du champ de gravité affecte d'autant plus le coefficient d'échange que le régime est faiblement inertielle. De plus, la figure 1-27 montre que les régimes stratifiés, dont al dynamique est majoritairement guidée par les forces de gravité, sont particulièrement sensibles à l'effet de l'inclinaison.

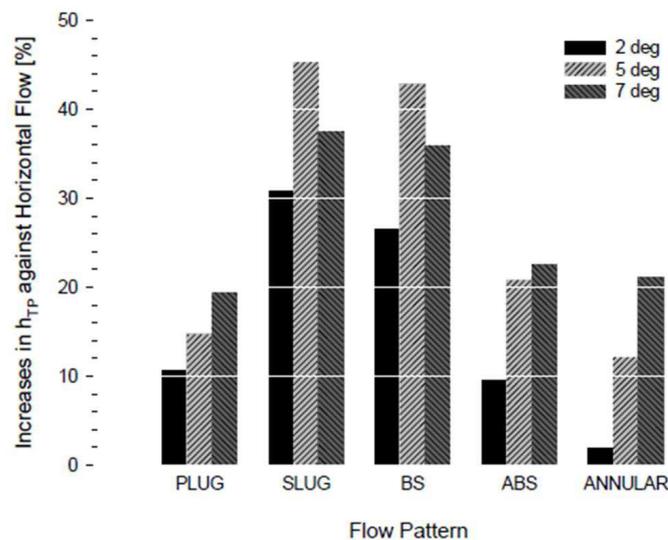


Figure 1-25 Effet de l'inclinaison sur le coefficient d'échange en fonction du régime d'écoulement observé en écoulement ascendant proche horizontal (Ghajar and Kim, 2005)

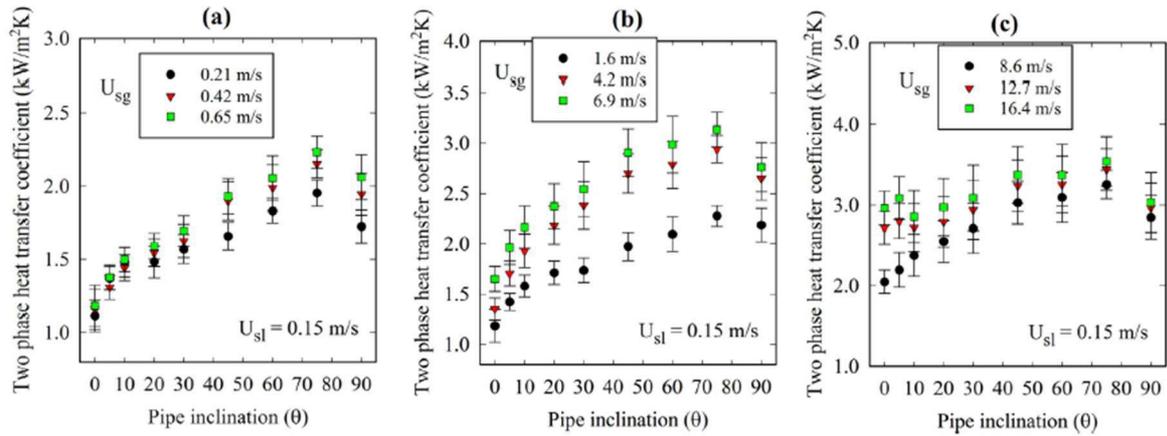


Figure 1-26 Evolution du coefficient d'échange avec l'angle d'inclinaison pour différentes vitesses superficielles de liquide et de gaz en écoulement incliné ascendant (Bhagwat and Ghajar, 2016)

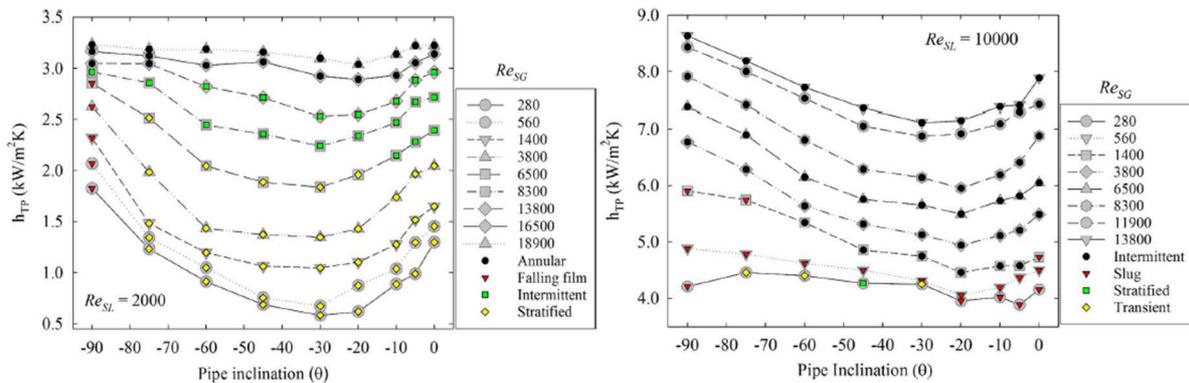


Figure 1-27 Evolution du coefficient d'échange avec l'angle d'inclinaison pour différents nombres de Reynolds superficiels de liquide et de gaz en écoulement incliné descendant (Bhagwat and Ghajar, 2017)

*Effet de l'inclinaison sur les échanges thermiques en condensation*

Lips et Meyer (2012b) ont testé l'influence de l'inclinaison sur la condensation du R134a pour une température de 40 °C et un diamètre intérieur de 8,38 mm (Figure 1-28). Il est apparu que le coefficient d'échange était maximal pour un angle d'inclinaison de -15° (écoulement descendant), qu'il n'évoluait que très peu avec l'inclinaison pour les écoulements ascendants (angle d'inclinaison positif) et que les régimes d'écoulement observés affectaient la sensibilité du coefficient d'échange avec l'inclinaison (Figure 1-29).

Suite aux travaux de Lips et Meyer (2012b), plusieurs études ont porté sur l'effet de l'inclinaison en condensation. Notamment, les études de Meyer et al. (2014), Olivier et al. (2016), et Adelaja et al. (2016) ayant été réalisées sur la même section test mais avec des conditions expérimentales différentes, elles montrent toutes le même comportement optimal du coefficient d'échange pour un angle d'inclinaison compris entre -30° et -10°. De même, l'étude de Marchuk et al. (2013) sur la condensation en régime laminaire de l'éthanol aboutit au même résultat. Cependant, il est remarquable que l'étude de Mohseni et al. (2013) réalisée avec le même diamètre intérieur et le même fluide aboutisse à une configuration optimale d'échanges thermiques pour une inclinaison de 30°. Mohseni et al. (2013) attribuent cette différence de comportement par rapport à l'étude de Lips et Meyer (2012b) aux conditions expérimentales différentes employées et notamment aux vitesses massiques plus faibles.

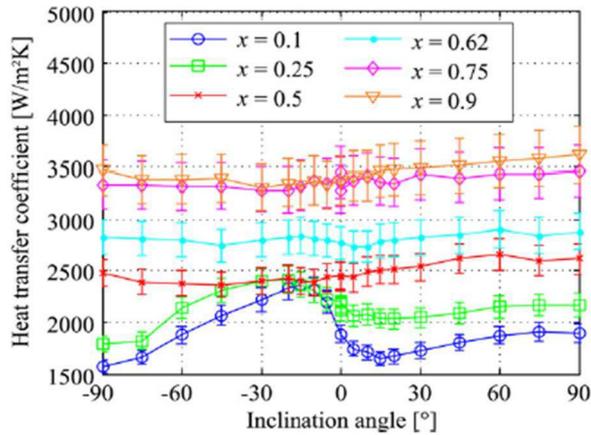


Figure 1-28 Evolution du coefficient d'échange avec l'inclinaison lors de la condensation du R134a pour une vitesse massique de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  (Lips and Meyer, 2012b)

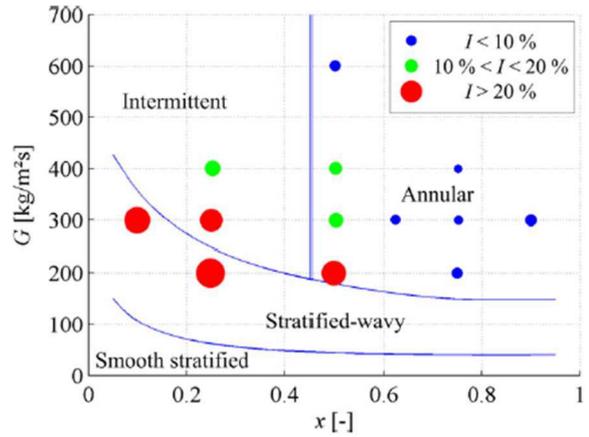


Figure 1-29 Cartes de l'effet de l'inclinaison sur le coefficient d'échange (Lips and Meyer, 2012b) (critères de transition de régimes de El Hajal-Cavallini (2003))

L'étude de Xing et al. (2015) menée sur la condensation du R245fa avec un diamètre intérieur de 14,81 mm montre un comportement plus nuancé, où deux maxima locaux sont constatés à  $-15^\circ$  et  $30^\circ$  comme cela est présenté sur la figure 1-30.

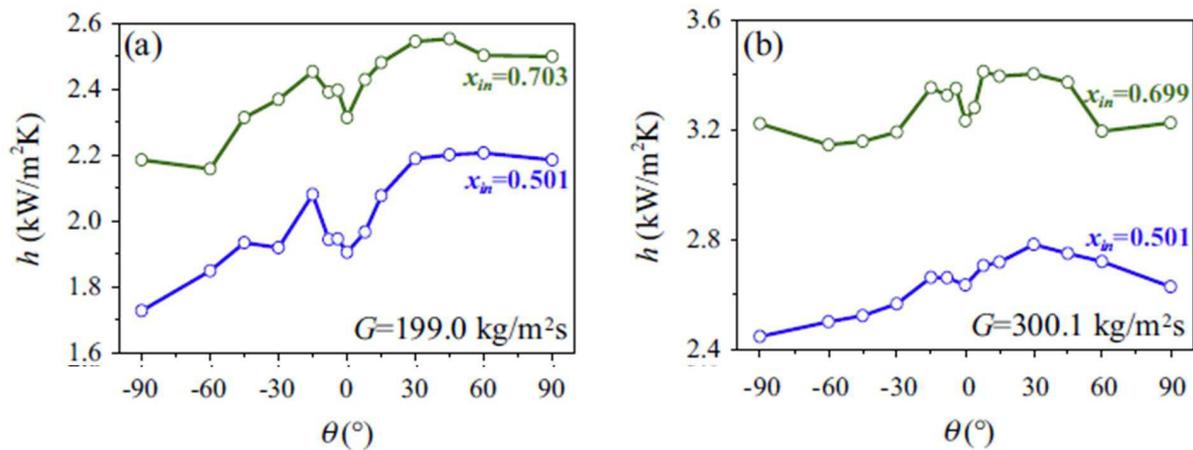


Figure 1-30 Evolution du coefficient d'échange avec l'inclinaison pour la condensation du R245fa dans une conduite de 14,81 mm de diamètre intérieur (Xing et al. (Xing et al., 2015))

Enfin, l'étude de Del Col et al. (2014) portant sur la condensation du R32 et du R134a dans un mini-canal de section carrée de 1,23 mm de diamètre hydraulique montre également l'absence d'évolution du coefficient d'échange en écoulement ascendant mais il n'est pas constaté de maximum local en écoulement descendant, la configuration optimale étant horizontale. Tous les résultats expérimentaux des études précédemment citées portant sur l'effet de l'inclinaison sur le coefficient d'échange en condensation ont été incorporé dans la base de données servant à l'élaboration la corrélation de Shah (2016a) (2016b). De plus Shah (2016b) suggère que la transition du comportement mini au comportement macro en condensation a lieu pour  $We_{GT} < 100$  avec l'expression suivante du nombre de Weber :

$$We_{GT} = \frac{G^2 d_{int}}{\rho_G \sigma} \quad (1-16)$$

L'ensemble des résultats obtenus sur l'effet de l'inclinaison en condensation depuis la revue bibliographique de Lips et Meyer (2011) suggère un manque de diversité des configurations d'obtention des données expérimentales et montre des comportements divers selon les configurations employées. Seule la tendance de diminution du coefficient d'échange en écoulement descendant semble être une observation commune dans ces configurations, observation associée à l'apparition du régime stratifié.

#### *Effet de l'inclinaison sur les échanges thermiques en ébullition*

A contrario des études réalisées en écoulement air-eau et en condensation, les transferts thermiques en ébullition convective sont conditionnés par la nucléation au niveau de la paroi interne de la canalisation. De ce fait, les comportements d'évolution du coefficient d'échange avec l'inclinaison sont amenés à différer de ceux rencontrés en écoulements air-eau et en condensation. Les études de l'effet de l'inclinaison sur les échanges thermiques ont été réalisées avec trois types de dispositifs expérimentaux : des conduites lisses, des conduites non lisses et des dissipateurs de chaleur multi-canaux.

Les études de Mohseni et Akhavan-Behabadi (2014), Kundu et al. (2014) et Bamorovat Abadi et al. (2016) ont été réalisées avec des conduites lisses de section circulaire. Mohseni et Akhavan-Behabadi (2014) ont étudié l'effet de l'inclinaison sur le coefficient d'échange en ébullition convective du R134a dans une conduite de 8,9 mm de diamètre intérieur. Ils ont ainsi pu montrer que la configuration verticale ascendante (+90°) favorisait au mieux les échanges thermiques a contrario de la configuration verticale descendante (-90°). L'écart relatif observé du coefficient d'échange pour des régimes faiblement inertiels est compris entre 35 et 86 %. Kundu et al. (2014) ont observé le même maximum pour des écoulements ascendants de R407C et de R134a dans une conduite de 7 mm de diamètre. La comparaison des résultats obtenus par Kundu et al. (2014) fait apparaître un effet accru de l'inclinaison sur le coefficient d'échange pour les tests réalisés avec le R407C comme cela est présenté sur la figure 1-31.

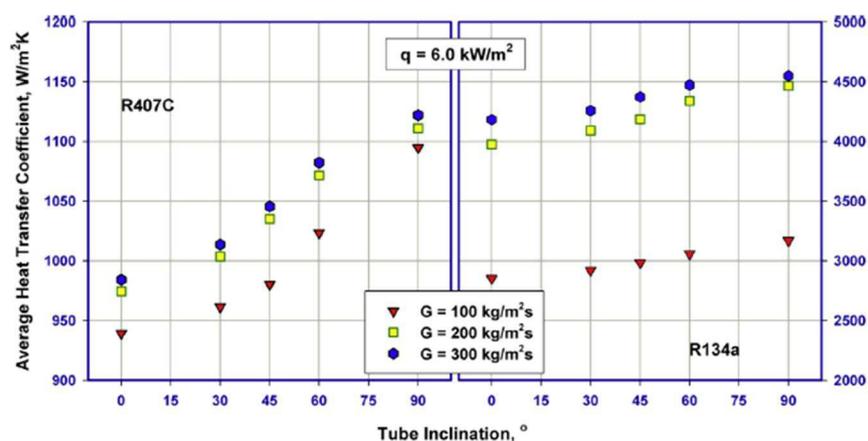


Figure 1-31 Evolution du coefficient d'échange avec l'inclinaison pour l'ébullition convective du R407C et du R134a en écoulements ascendants (Kundu et al., 2014)

Cette observation est interprétée en termes de modes de transferts de chaleur, les échanges de chaleur avec le R134a étant plus conditionnés par la nucléation. L'étude de Bamorovat Abadi et al. (2016) sur l'ébullition convective du R245fa dans un tube de 3 mm de diamètre intérieur montre l'augmentation du coefficient d'échange pour la configuration verticale ascendante par rapport à la configuration horizontale. Cependant l'écart relatif reste inférieur à 10 %. Par conséquent, la conclusion d'influence de la l'orientation sur l'ébullition convective du R245fa avec un diamètre intérieur de 3 mm est à prendre avec précaution au vu des incertitudes de mesures attendues (de l'ordre de 20 %).

Les études sur l'ébullition convective du FC-72 de Konishi et al. (2013) et de Piasecka et Maciejewska (2015) ont été menées avec des conduites rectangulaires, de 2,5mm x 5 mm et de 1 mm x 40 mm respectivement, et des chauffages asymétriques comme cela est présenté sur la figure 1-32. Ces deux études, tant en termes de flux critique que d'optimum de coefficient d'échange avec l'inclinaison montrent que la configuration verticale ascendante favorise les échanges thermiques.

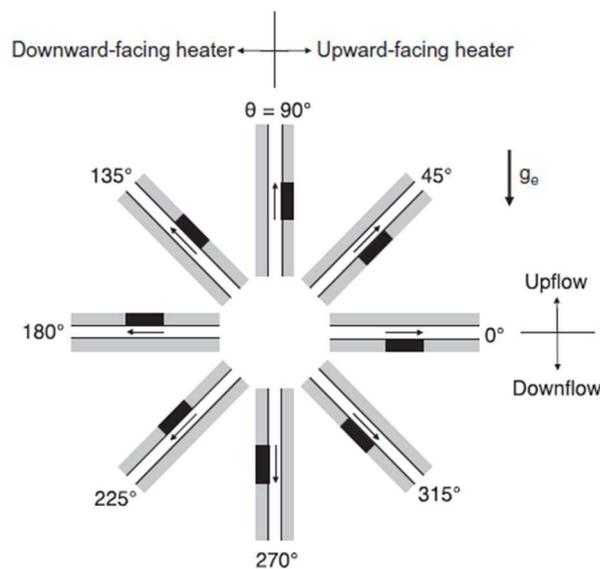


Figure 1-32 Schéma du chauffage asymétrique pour les inclinaisons testées par Konishi et al. (2013)

A l'instar des études menées en conduites lisses, les études portant sur l'ébullition convective du R134a menées par Akhavan-Behabadi et al. (2011), Akhavan-Behabadi et Esmailpour (2014) avec des tubes à rainures internes et l'étude de Salarian et Esmailpour (2015) menée avec un tube corrugué montrent également l'augmentation des échanges thermiques pour la configuration verticale ascendante, observant des écarts relatifs pouvant atteindre 70 %. En revanche, l'étude récente de Cheng et al. (2017) sur l'ébullition convective du R134a dans un tube à rainures internes en formes d'oméga montre que cette géométrie plus complexe aboutit à un maximum de coefficient d'échange pour la configuration verticale descendante mettant en avant l'influence de la géométrie de la surface interne du tube sur les transferts par ébullition convective.

Toutes les études menées sur l'ébullition convective en conduites uniques ont été réalisées à échelle macro et montrent l'influence de l'inclinaison sur l'ébullition convective. Cependant, des études réalisées sur l'effet de l'inclinaison sur les performances thermiques de dissipateurs de chaleur multi-canaux ont été menées avec des confinements nettement plus élevés. Les études de Wang et al. (2012) et de Hsu et al. (2015) portent sur les performances thermiques de dissipateurs de chaleurs fonctionnant avec du HFE7100 (diélectrique employé pour le refroidissement des systèmes électroniques) de 0,825 mm et 0,44 mm de diamètres intérieurs respectivement. Ces deux études

montrent que la configuration descendante diminue systématiquement les performances thermiques du dissipateur tout comme cela a pu être observé à échelle macro. Cependant, la configuration ascendante à  $45^\circ$  permet d'atteindre le meilleur coefficient d'échange. Ce comportement est expliqué par l'augmentation constatée de la vitesse des poches dans cette configuration. Les résultats de l'étude de Hsu et al. (2015) sont présentés sur la figure 1-33 pour une vitesse massique de  $100 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Les courbes obtenues à une densité de flux de  $40 \text{ kW.m}^{-2}$  montrent un comportement d'évolution du coefficient d'échange avec le titre en vapeur typique d'une évolution guidée par l'ébullition nucléée. Pour autant, l'inclinaison affecte clairement le coefficient d'échange, montrant une influence prononcée de l'inclinaison sur les échanges thermiques en conditions d'ébullition nucléée dominante. L'étude de Leão et al. (2015) portant sur les performances thermiques d'un dissipateur de chaleur fonctionnant avec du R245fa montre également que les performances du dissipateur sont accrues en configuration ascendante bien que les canaux utilisés soient de dimension micro ( $0,12 \text{ mm} \times 0,49 \text{ mm}$ ).

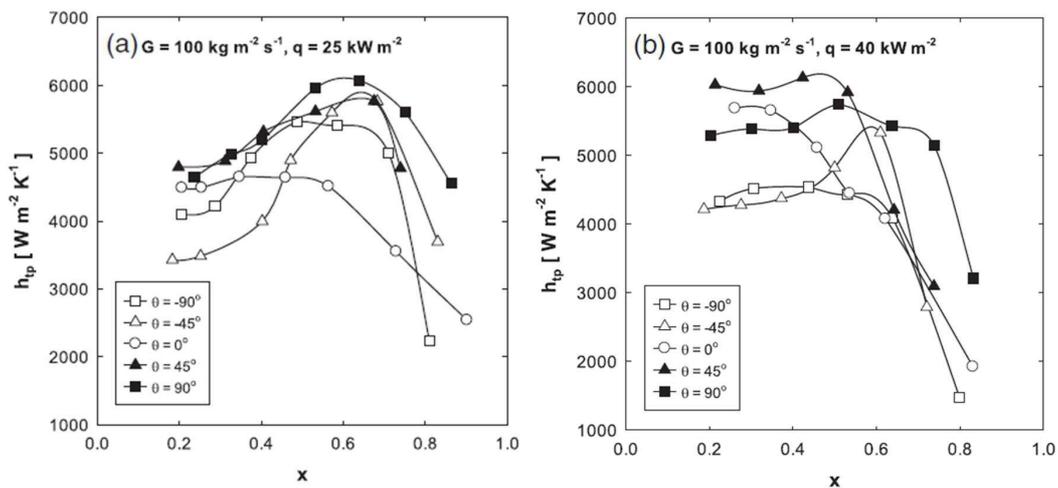


Figure 1-33 Evolution du coefficient d'échange en ébullition convective du HFE7100 avec le titre en vapeur pour différentes inclinaisons et différents flux (Hsu et al., 2015)

L'ensemble des résultats présentés sur l'effet de l'inclinaison sur le coefficient d'échange en condensation, en écoulements air-eau et en ébullition convective est présenté sur le tableau 1-3. En condensation, il est constaté une faible diversité de configurations tant en termes de fluides étudiés que de diamètres intérieurs, toutes ces études ayant été réalisées en macro-canaux. Pour autant, des comportements variés peuvent être observés mettant en avant des configurations optimales à la fois en écoulements ascendants et descendants. En écoulement air-eau en macro-canal, seules les études de Bhagwat et Ghajar (2016) (2017) font état de l'évolution du coefficient d'échange avec l'inclinaison pour l'ensemble de la gamme d'inclinaison, montrant un fort effet de l'inclinaison sur les échanges thermiques pour les régimes faiblement inertiels.

Les études menées sur l'effet de l'inclinaison sur l'ébullition convective présentent la plus grande variété de configurations, bien qu'étant également en nombre limité. En effet, ces études ont été réalisées avec des dispositifs de diamètres intérieurs variant de  $0,44 \text{ mm}$  à  $10 \text{ mm}$ . Ceci se traduit par des nombres de Bond variant de  $0,3$  à  $135$ , montrant une forte variété de confinements. Pour autant, à l'exception de l'étude menée par Cheng et al. (2017) où l'effet de la géométrie de la surface interne est particulièrement marqué, les études portant sur l'effet de l'inclinaison sur l'ébullition convective montrent que les configurations ascendantes favorisent l'ébullition convective quel que soit le confinement de l'écoulement.

Enfin, à l'instar du comportement des chutes de pression avec l'orientation, les régimes les moins inertiels des études, caractérisés par des nombres de Froude vapeur compris entre 0,05 et 5,8, favorisent l'effet des forces de gravité sur les échanges thermiques.

#### 1.5.4 Conclusions

En conclusion, il est apparu que l'étude des échanges thermiques en ébullition convective est très généralement couplée avec une visualisation de l'écoulement, permettant d'apporter une analyse en termes de couplages thermo-hydrauliques. Pour autant, il est fait état de peu de sections tests permettant la visualisation directe de l'écoulement au sein de l'évaporateur du fait de la difficulté pratique de la conception d'évaporateurs transparents.

Les comportements généraux du coefficient d'échange en macro-canal ont été présentés, montrant une certaine unicité des observations faites à cette échelle. En revanche il est clairement apparu que les études en micro-mini canaux font état de comportements très divers, selon les différents mécanismes de transferts thermiques prépondérants constatés. Ainsi, plusieurs corrélations ont été récemment développées, dédiées à l'échelle micro. Pour autant, la diversité des comportements ainsi que le manque de consensus quant à la caractérisation de la transition micro-macro ont pour conséquence qu'il n'existe pas de modèle général de prédiction des échanges thermiques applicable à toutes les échelles d'écoulement.

L'étude bibliographique de Lips et Meyer (2011) fait état d'un manque de diversités de configurations d'études de l'effet de l'inclinaison sur les échanges thermiques, aucune n'ayant été notamment réalisée pour l'ensemble de la gamme d'inclinaisons. Depuis lors, les études portant sur l'effet de l'inclinaison sur les échanges thermiques ont été menées selon trois configurations : en écoulements air-eau chauffés, en condensation et en ébullition convective. Ainsi, ce manque de données expérimentales a été partiellement comblé bien qu'il ait été constaté une très grande majorité d'études en macro-canaux où l'effet de la gravité est le plus marqué. Cependant, il est fait état d'études où l'inclinaison influe les échanges thermiques à échelle micro (selon le critère  $Bd = 1$  ou  $d_{int} = L_{cap}$ ). Ces derniers constats motivent l'intérêt qu'il peut être porté à l'étude de l'évolution du coefficient d'échange avec l'inclinaison en mini-canal.

Tableau 1-3 Conditions expérimentales, amplitude de variation du coefficient d'échange et configuration optimale des études portant sur l'effet de l'inclinaison sur les échanges thermiques

Configuration	Auteur	Fluide	$d_{int}$ [mm]	Géométrie	$[\beta_{min} \beta_{max}]$	Max( $\Delta\alpha$ )	Configuration optimale		
							$\beta(\alpha_{max})$	Bd	Fr <sub>vap</sub>
Condensation	Lips et Meyer (2012b)	R134a	8,38	Tube lisse	[-90° 90°]	50%	-15°	123,0	0,30
	Marchuk et al. (2013)	Ethanol	4,8	Tube lisse	[-90° 0°]	50%	-15°	9,0	0,05
	Mohseni et al. (2013b)	R134a	8,38	Tube lisse	[-90° 90°]	80%	30°	115,0	0,08
	Meyer et al. (2014)	R134a	8,38	Tube lisse	[-90° 90°]	100%	-30°	123,0	1,00
	Xing et al. (2015)	R245fa	14,81	Tube lisse	[-90° 90°]	30%	30°	268,0	1,50
	Adelaja et al. (2016)	R134a	8,38	Tube lisse	[-90° 90°]	50%	-30°	145,0	1,30
Air-eau	Ghajar et Kim (2005)	Air-eau	27,9	Tube lisse	[0° 7°]	90%	5°	106,0	0,05
	Ghajar et Tang (2007)	Air-eau	27,9	Tube lisse	[0° 7°]	90%	5°	106,0	0,05
	Vaze et Banerjee (2011)	Air-eau	27,9	Tube lisse	[0° 7°]	90%	5°	106,0	0,05
	Bhagwat et Ghajar (2016)	Air-eau	12,5	Tube lisse	[0° 90°]	100%	75°	21,0	0,70
	Bhagwat et Ghajar (2017)	Air-eau	12,5	Tube lisse	[-90° 0°]	300%	-90°	21,0	0,12
Ebullition	Akhavan-Behabadi et al. (2011)	R134a	8,92	Tube rainuré	[-90° 90°]	70%	90°	77,0	0,40
	Wang et al. (2011)	HFE7100	0,825	Dissipateur	[-90° 90°]	50%	45°	0,9	5,80
	Akhavan-Behabadi et Esmailpour (2014)	R134a	8,3	Tube ondulé	[-90° 90°]	60%	90°	67,0	0,40
	Kundu et al. (2014)	R134a	7	Tube lisse	[0° 90°]	15%	90°	58,0	1,00
	Kundu et al. (2014)	R407C	7	Tube lisse	[0° 90°]	15%	90°	60,0	0,30
	Mohseni et Akhavan-Behabadi (2014)	R134a	8,9	Tube lisse	[-90° 90°]	70%	90°	77,0	0,50
	Hsu et al. (2015)	HFE7100	0,44	Dissipateur	[-90° 90°]	50%	45°	0,3	2,60
	Bamorovat Abadi et al. (2016)	R245fa	3	Tube lisse	[0° 90°]	10%	90°	9,0	1,30
Cheng et al. (2017)	R134a	10	Tube rainuré	[-90° 90°]	300%	-90°	135,0	0,05	

## 1.6 Conclusions de l'état de l'art

Une revue des études de l'effet du confinement et de l'inclinaison sur les régimes d'écoulement, les chutes de pression et les échanges thermiques a été menée. Les conclusions partielles de cette revue, portant sur chaque aspect mentionné précédemment, sont présentées en sections 1.3.5, 1.4.5 et 1.5.4.

Ainsi, il est apparu que, tant en termes d'évolution des régimes d'écoulement, des chutes de pression et des échanges thermiques, la transition de l'échelle macro à l'échelle micro s'accompagne d'une transition de comportement, nécessitant le développement de modèles dédiés à ces deux échelles. Par conséquent, il n'a pas été constaté de modèle à même de prédire les comportements pour tout degré de confinement. Ce constat est clairement associé au manque de consensus quant aux conditions et à la caractérisation de la transition entre ces deux échelles.

Alors que nombre d'études relatent des comportements hydrauliques et thermiques à échelle micro en configurations horizontales et verticales, il est rencontré peu de diversité de configurations en écoulements inclinés dans la littérature, que ce soit en écoulements adiabatiques ou non adiabatiques. De plus, la très grande majorité de ces études a été menée en macro-canaux où l'effet de l'inclinaison est a priori le plus marqué pour les régimes faiblement inertiels.

En outre, l'étude phénoménologique de l'ébullition convective, que ce soit à petites échelles ou en configuration inclinée fait état de peu de sections tests permettant la visualisation directe de l'écoulement diphasique au sein de l'évaporateur.

Fort de ces constats, il est proposé une étude de l'ébullition convective en mini-canal incliné, cette configuration présentant l'intérêt d'étudier l'effet du confinement en termes d'inclinaison, revenant à l'idée qu'à l'échelle micro, l'inclinaison n'influe pas les propriétés dynamiques et thermiques de l'écoulement. De plus, le fait qu'il ait été constaté dans la littérature certaines configurations où l'inclinaison avait un effet même à échelle micro justifie l'intérêt qu'il peut être porté à cette échelle en configuration inclinée.

Enfin, la présente étude autorise la visualisation de l'écoulement dans l'évaporateur, ce qui permet d'analyser l'effet du flux sur les régimes d'écoulement et notamment l'effet de la nucléation sur ces régimes, permettant une analyse plus fine des couplages thermo-hydrauliques que dans le cas d'une section de visualisation située en aval de l'évaporateur. L'ensemble des caractéristiques de la section test permettant d'obtenir les caractéristiques précédemment décrites pour l'étude de l'ébullition convective sont décrites dans le chapitre 2.



## Chapitre 2. Description des méthodes expérimentales

Plusieurs campagnes d'essais ont été menées pour étudier les effets des paramètres d'écoulement et notamment de l'inclinaison sur l'écoulement saturé de R-245fa en mini-canal. Pour ce faire, une section test conçue par Charnay (2014) a permis dans un premier temps l'étude des régimes d'écoulement et de leurs symétries en configuration horizontale. Une nouvelle section test, avec un diamètre intérieur réduit, a été ensuite montée, permettant d'accéder à toutes les inclinaisons possibles de l'écoulement vertical ascendant à l'écoulement vertical descendant. Cette dernière section présente la particularité de pouvoir visualiser l'écoulement dans l'évaporateur, le système de chauffage étant transparent. Cette configuration a permis d'étudier l'effet de l'inclinaison et de la réduction de diamètre intérieur sur les régimes et la symétrie de l'écoulement saturé de R-245fa ainsi que sur les différences de pression et les échanges thermiques en conditions adiabatique et non adiabatique.

Le chapitre 2 présente les différents composants du banc d'essais, de la section test en configuration horizontale conçue par Charnay (2014) et de la section inclinable. La méthode d'acquisition du champ de température de paroi extérieure par thermographie est ensuite explicitée. Le modèle thermique local utilisé pour le calcul du coefficient d'échange est ensuite présenté ainsi que le modèle global pour le calcul du titre en vapeur le long de la section test. Enfin, la validation en conditions monophasiques de la méthode utilisée pour le calcul du coefficient d'échange ainsi que des mesures de chutes de pression vient clore cette section.

### 2.1 Description du banc d'essais et des sections tests

#### 2.1.1 Banc d'essais

Le banc d'essais a été conçu afin d'obtenir un écoulement diphasique saturé de R-245fa et d'en contrôler les principaux paramètres, tels que le titre en vapeur, la température de saturation ainsi que la vitesse massique dans la section test. Il permet l'étude des chutes de pression, des échanges thermiques ainsi que la visualisation de l'écoulement au niveau de la section test. L'ensemble du banc d'essais pour l'étude d'écoulements saturés en configuration horizontale a été conçu par Charnay (2014). Il a ensuite été modifié pour permettre l'étude d'écoulements en configurations inclinées. La figure 2-1 en présente les principaux éléments ; la figure 2-2 en présente une photo.

Le R-245fa est mis en mouvement par une pompe volumétrique. Il passe ensuite à travers le débitmètre, la vanne micrométrique, la section test (dans la configuration horizontale ou inclinée) et le condenseur.

La pression en entrée de section test est contrôlée par un réservoir diphasique ainsi que par les ouvertures de la vanne micrométrique et du bypass de la pompe. La pompe volumétrique permet le contrôle actif de la vitesse massique de l'écoulement, mesurée par le débitmètre Coriolis. Enfin, le condenseur permet la condensation de l'écoulement saturé de R-245fa qui sort de la section test ainsi que le contrôle de la température en entrée de pompe volumétrique.

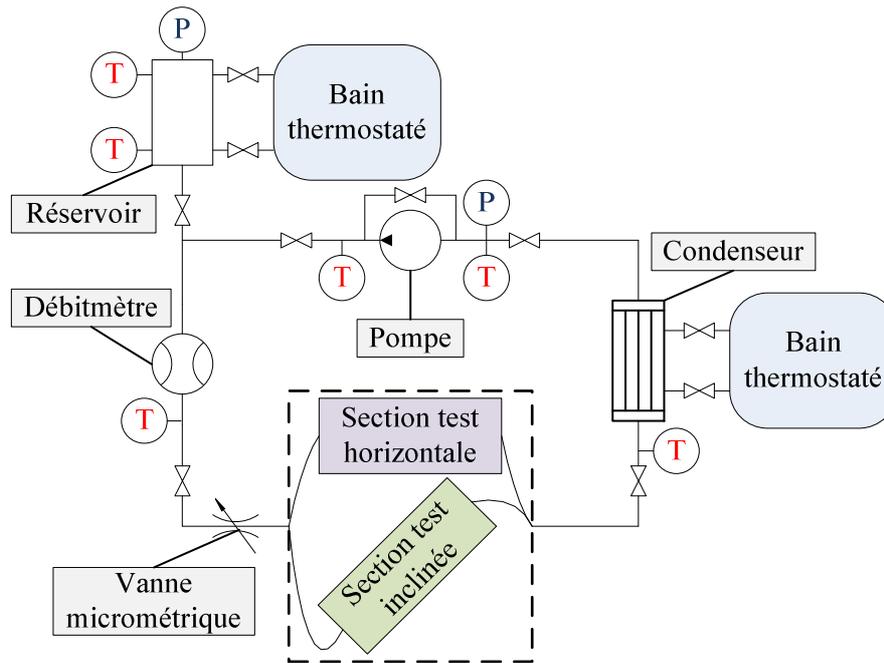


Figure 2-1 Schéma du banc d'essais

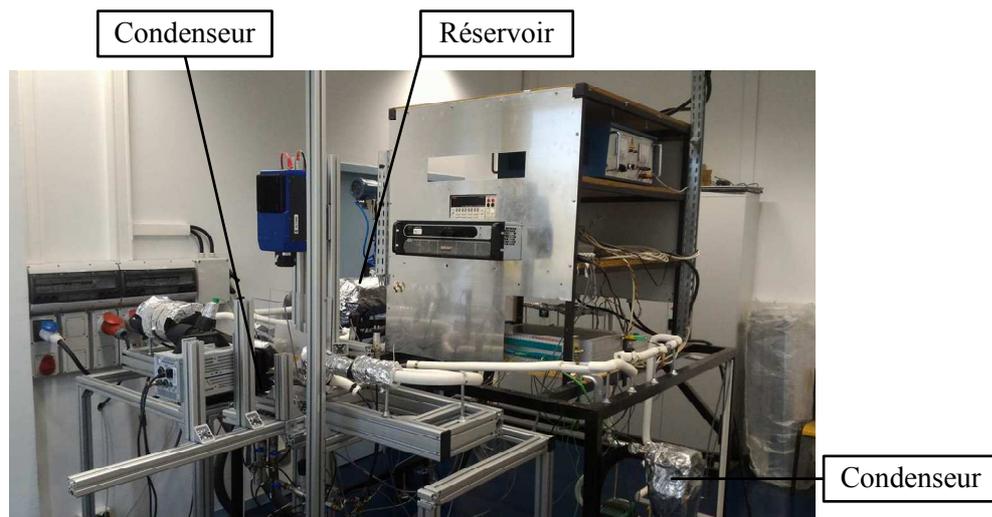


Figure 2-2 Photo du banc d'essais équipé de la section test inclinable

### 2.1.2 Section test horizontale

La section test horizontale, conçue par Charnay (2014) est schématisée sur la figure 2-3. Elle est composée de trois parties : le préchauffeur, l'évaporateur et la section de visualisation. Dans le cadre de la présente thèse, cette section a été utilisée pour l'étude de la symétrie des écoulements en configuration horizontale. Les diamètres intérieurs  $y$  sont de 3,00 mm pour le préchauffeur et l'évaporateur, et de 2,96 mm pour le tube en verre constituant la section de visualisation. Le diamètre extérieur pour ces toutes ces parties est de 6,00 mm.

Dans le cadre de l'étude de la symétrie de l'écoulement diphasique, le préchauffeur et l'évaporateur permettent de fixer le titre en vapeur en entrée de section de visualisation. Les températures, pressions, ainsi que puissances électriques injectées au niveau du préchauffeur et de l'évaporateur sont contrôlées

et acquises à l'aide d'un ordinateur, via un programme conçu sous environnement LabView, ainsi que d'une centrale d'acquisition Keithley 2701 avec deux cartes ayant une capacité totale de 40 canaux.

La section test de visualisation est composée d'un tube en verre de 200 millimètres de long ainsi que d'un projecteur halogène et d'une caméra rapide reliée à l'ordinateur. Ce dispositif permet la visualisation de l'écoulement saturé sortant de l'évaporateur en direct et l'acquisition à haute fréquence des images de l'écoulement par ombroscopie. Les images ainsi obtenues en nuances de gris sont ensuite post-traitées à l'aide d'un programme conçu sous environnement Matlab.

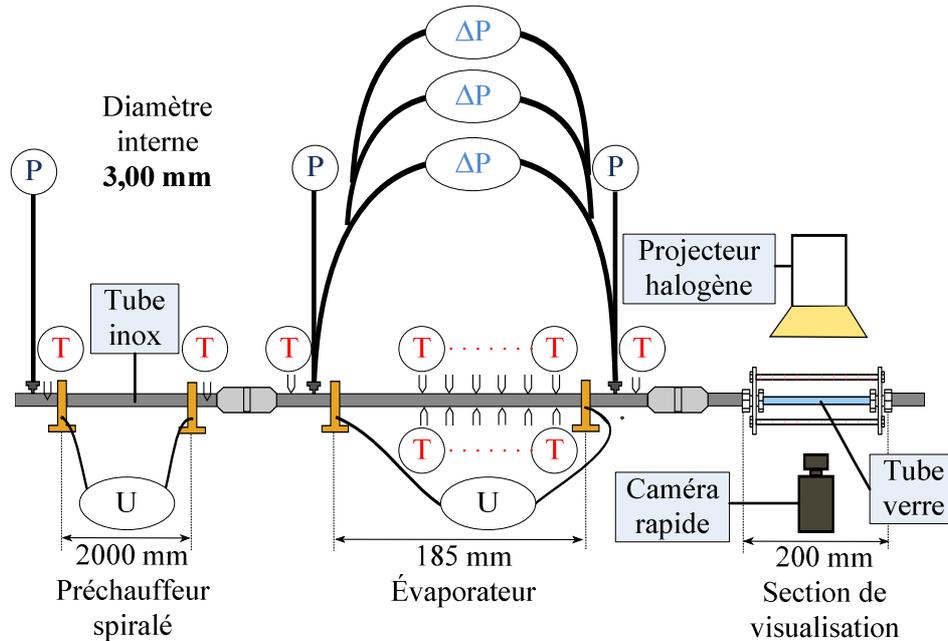


Figure 2-3 Schéma de la section test pour les essais horizontaux (Charnay, 2014)

### 2.1.3 Section test inclinable

L'étude de l'ébullition convective du R-245fa en configuration inclinée a été permise par l'adaptation du banc d'essais original. L'ensemble des éléments situés en dehors de la zone en pointillés de la figure 2-1 sont restés inchangés.

Cette nouvelle section test est composée de trois parties : le préchauffeur, la zone d'établissement hydraulique et l'évaporateur. Cette section test présente la particularité d'assurer la visualisation directement au niveau de l'évaporateur, ce dernier étant transparent.

Le préchauffeur a un diamètre intérieur de 3,00 mm. Tout comme pour la section test horizontale, il permet de contrôler le titre en vapeur en entrée d'évaporateur. L'évaporateur ayant un diamètre intérieur de 1,60 mm, un tube inox droit de 300 mm de long le précède afin d'assurer l'établissement hydraulique de l'écoulement diphasique entre le préchauffeur et l'évaporateur. Ces trois parties ainsi que l'ensemble des éléments permettant l'acquisition sont présentées figure 2-4. L'ensemble de la section test et de son instrumentation peut être incliné de  $-90^\circ$  (écoulement vertical descendant) à  $+90^\circ$  (écoulement vertical ascendant) grâce à un montage sur pivots.

La figure 2-5 présente l'installation de l'évaporateur ainsi que les différents éléments d'instrumentation permettant son analyse thermo-hydraulique. Les différents éléments d'instrumentation sont les capteurs de pression différentielle et absolue ainsi que les thermocouples de type K en entrée et en sortie d'évaporateur, les caméras rapide et infrarouge. Les incertitudes associées

aux grandeurs mesurées par ces éléments d'instrumentation ainsi qu'à la géométrie des sections tests sont présentées en annexe a.

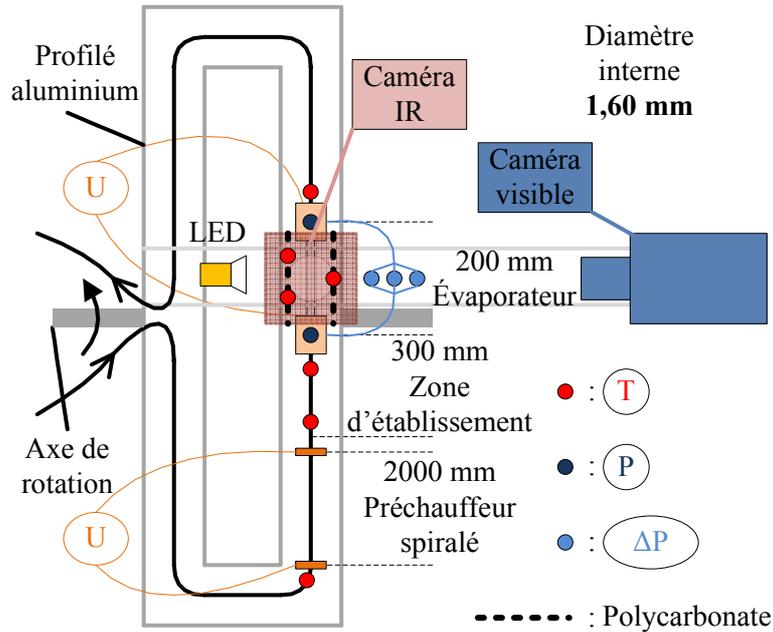


Figure 2-4 Schéma du circuit sur châssis aluminium (vue de dessus)

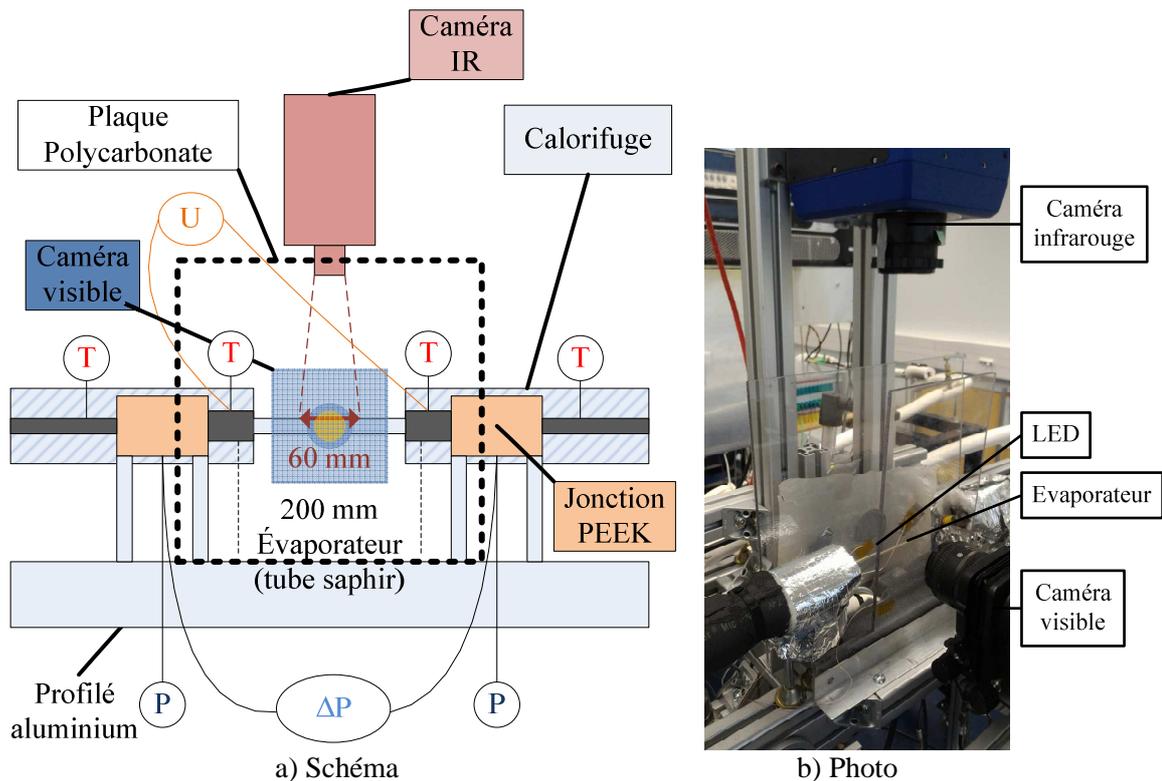


Figure 2-5 Zone de l'évaporateur (vue de côté)

Les prises de pression absolue et différentielle se font dans les pièces en PEEK de part et d'autre de l'évaporateur, les capteurs étant situés en contrebas de ces prises. Les jonctions ont été conçues en PEEK pour assurer l'isolation électrique de l'évaporateur tout en limitant la conduction thermique de l'évaporateur vers les tubes inox qui le jouxtent. Elles sont situées à 270 mm l'une de l'autre.

L'emploi des capteurs de pression absolue 0 – 35 bar ainsi que de thermocouples de type K de 80  $\mu\text{m}$  de diamètre permet de contrôler les conditions de saturation alors que les capteurs de pression différentielle permettent l'acquisition de la chute de pression dans l'évaporateur. L'acquisition de la température ambiante se fait au moyen de trois thermocouples de type K positionnés sur des plaques en polycarbonate présentées en pointillés sur la figure 2-4 et la figure 2-5. Ces plaques permettent d'isoler le tube de l'expérimentateur tout en étant transparente, permettant ainsi la visualisation de l'évaporateur.

L'acquisition de la température de paroi de l'évaporateur est faite au moyen d'une caméra infrarouge fixée sur un axe du support inclinable orthogonal à l'évaporateur. Par ce moyen, la caméra reste toujours dans la même position par rapport au tube quelque soit l'angle d'inclinaison. Ceci assure de toujours acquérir la température de paroi de la même zone. De la même manière, la visualisation est assurée par une caméra rapide ainsi qu'une lampe LED toutes deux fixées à un axe du support inclinable. Les zones de visualisation infrarouge et visible sont au centre de l'évaporateur.

L'évaporateur consiste en un tube cylindrique en saphir de 3 mm de diamètre extérieur, et de 1,6 mm de diamètre intérieur. Il est recouvert d'un dépôt d'oxyde transparent conducteur alliage d'indium et d'étain (ITO), ainsi que de deux terminaisons en argent. Le dépôt d'oxyde conducteur, optiquement opaque dans l'infrarouge mais transparent dans le visible, permet de chauffer et de vaporiser l'écoulement par effet Joule tout en assurant la transparence de l'évaporateur, ce qui permet la visualisation de l'écoulement. Les terminaisons en argent permettent quant à elles d'assurer les jonctions électriques avec le circuit d'alimentation du dépôt comme présenté sur la figure 2-6.

Le dépôt d'ITO a une épaisseur de l'ordre du micron. Cette épaisseur de dépôt permet un compromis entre résistivité et transmittance du dépôt dans le visible. En effet, cette épaisseur de dépôt assure une résistance de dépôt de 20  $\Omega/\text{carré}$ , ce qui permet au dépôt d'avoir une résistance totale de 470  $\Omega$  pour une surface de dépôt de  $10^{-3} \text{ m}^2$ . Ce choix de dépôt permet par conséquent de l'alimenter avec une tension de l'ordre de 100 V pour une densité de flux de  $20 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$ . Cette épaisseur permet pour autant de limiter son opacité. Ainsi, en moyenne, la transmittance dans le visible de ce dépôt est de 80 % (figure 2-7).

Le choix du saphir a été motivé par sa transparence dans le domaine visible et infrarouge, sa forte conductivité thermique ( $\lambda = 31 \text{ W}\cdot\text{K}^{-1}\cdot\text{m}^{-1}$  à 25 °C) ainsi que ses propriétés mécaniques lui permettant de résister plus facilement que le verre aux pressions de fonctionnement.

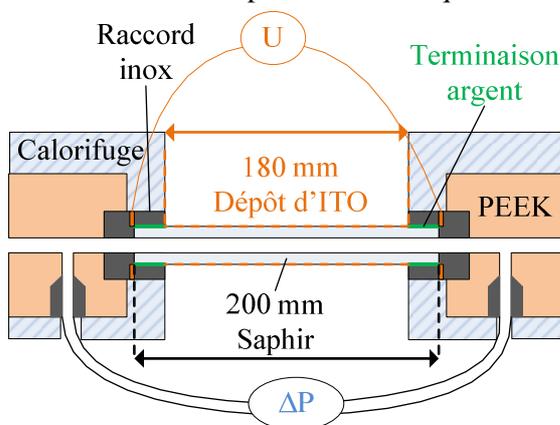


Figure 2-6 Schéma de l'évaporateur

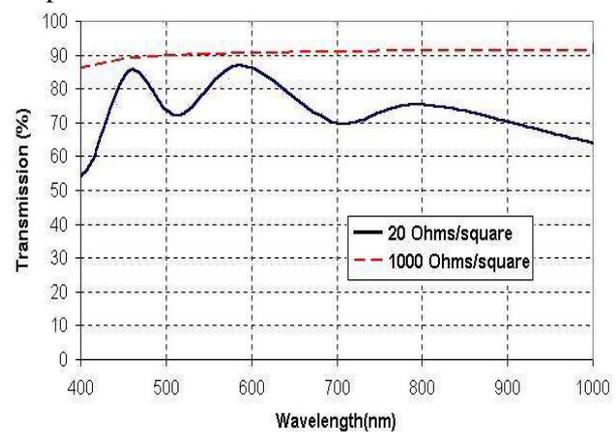


Figure 2-7 Transmittance de l'ITO dans le visible pour deux épaisseurs de dépôt (Rahubadde et Kogalage, 2004)

La section test inclinable étant équipée d'une caméra infrarouge, elle permet d'obtenir des images du dépôt d'ITO représentatives de sa température. La section suivante expose la méthode permettant de calculer la température de paroi à partir de ces images.

## **2.2 Principe et calibration de la mesure par infrarouge**

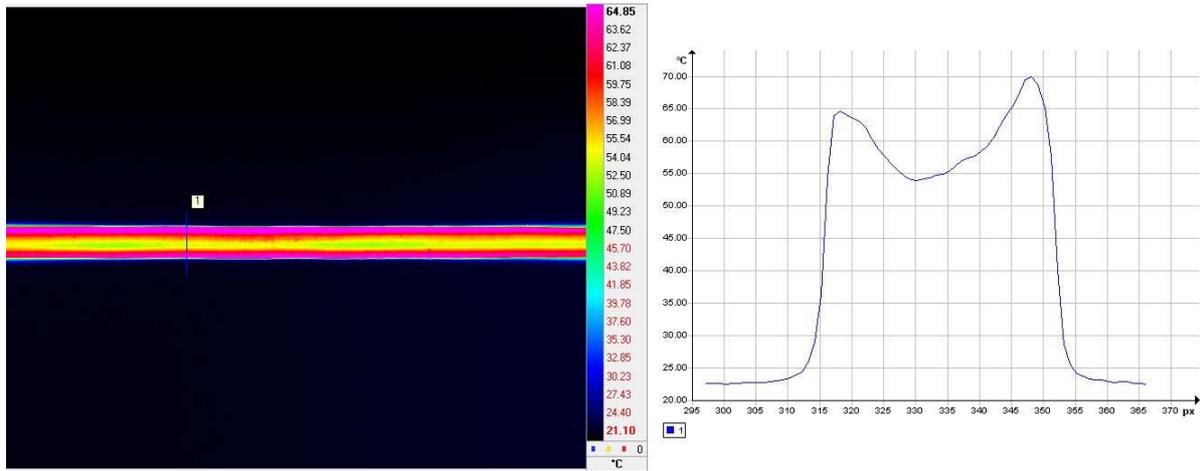
Dans cette partie, l'ensemble de la méthode d'acquisition de la température de paroi de l'évaporateur est décrite. Cette température a été acquise à l'aide d'une caméra infrarouge et a nécessité de mettre en place des procédures d'acquisition et de calibration spécifiques.

### **2.2.1 Principe et caractéristiques de la mesure**

L'obtention du coefficient d'échange local le long de l'évaporateur nécessite de connaître la température de paroi intérieure de l'évaporateur. Cette température est calculée par un modèle de pertes thermiques locales et de conduction radiale à partir de la température de paroi extérieure. Cependant, la température de paroi extérieure est difficilement mesurable par thermocouple du fait du dépôt d'ITO conducteur. D'une part, les thermocouples doivent être isolés électriquement du dépôt. D'autre part, le contact thermique entre le thermocouple et le dépôt d'ITO est rendu difficile du fait de la fragilité du dépôt et de la forte courbure du tube. Par conséquent, le profil de température de paroi extérieure est obtenu à l'aide d'une caméra infrarouge ainsi que d'un programme de post-traitement développé sous environnement Matlab. Cette méthode de mesure a comme principaux intérêts de ne pas être intrusive et d'assurer l'obtention d'un profil de températures le long du dépôt d'ITO avec une discrétisation spatiale plus fine.

La caméra infrarouge permet d'acquérir un signal électrique envoyé par les capteurs et cumulé sur un certain temps d'intégration. Les images fournies par la caméra sont acquises avec une résolution de 512 pixels par 640 pixels (figure 2-8 a)). Avec cette résolution, la distance focale minimale de la caméra étant de 300 mm, le zoom maximal permet une précision caractérisée par un facteur de conversion de 10 pixels/mm. Le signal acquis est codé en 14 bits, ce qui aboutit à une image en nuances de gris dont la valeur de chaque pixel est comprise entre 0 et 16383. Ces valeurs en nuances de gris sont converties à l'aide du logiciel Altair en températures dépendant de l'émissivité et de la température ambiante choisies pour la configuration du logiciel. La figure 2-8 présente un exemple de mesure obtenue en termes de température de corps noir du tube. Les bords du tube présentent une émissivité plus importante à cause de l'évolution de l'émissivité directionnelle de l'ITO. Celle-ci augmente en effet fortement pour des angles d'émission proche de 90°.

Les profils de température moyenne de corps noir le long du tube sont obtenus en faisant la moyenne des valeurs des pixels situés à des angles de 60° à 120° sur la demi-section haute du tube comme présenté en figure 2-9, portion du profil où l'émissivité directionnelle évolue le moins. La figure 2-10 présente un exemple de profil de température de corps noir le long du tube pour 3 températures de tube réelles. L'évolution des profils de température de corps noir est due à l'hétérogénéité du dépôt le long du tube. Ainsi, il est nécessaire de prendre en compte l'émissivité du tube pour chaque section du tube pour calculer la température de paroi en ces points. L'utilisation d'une moyenne spatiale permet de limiter l'effet du bruit de mesure ainsi que de la variation d'épaisseur du dépôt d'ITO sur le calcul du coefficient d'échange local. Un post-traitement des images acquises par la caméra IR est donc nécessaire pour déduire le profil de température de paroi extérieure à partir du profil de température de corps noir acquis.



a) Champs de température de corps noir le long du tube

b) Profil de température de corps noir dans une section du tube

Figure 2-8 Exemple de mesures obtenues par caméra infrarouge

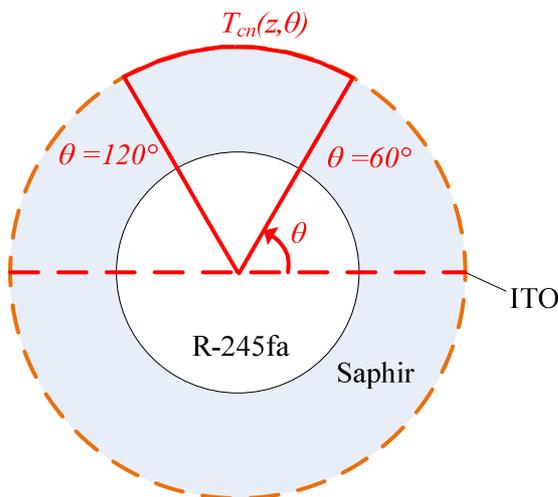


Figure 2-9 Schéma en coupe du tube

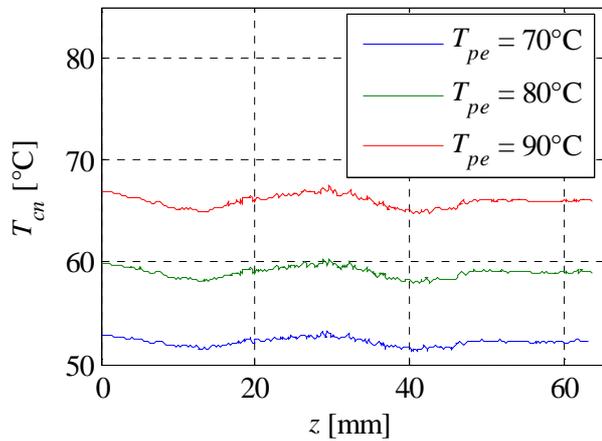


Figure 2-10 Exemple de profil de température moyenne de corps noir le long du tube pour différentes températures réelles de paroi

Le calcul de la température de paroi à partir de la température de corps noir se fait en considérant le flux radiatif net émis par la surface haute du tube comprise entre  $60^\circ$  et  $120^\circ$  à une température  $T_{pe}$  à son environnement à une température  $T_{amb}$ .

En considérant l'émissivité grise apparente de l'ITO, lorsque la caméra fait face à un corps gris, le niveau de gris ou DL (pour Digital Level) mesuré par la caméra infrarouge s'exprime de la façon suivante :

$$DL = K[\epsilon F_c(T_{pe})\sigma_{sb}T_{pe}^4 + (1 - \epsilon)F_c(T_{amb})\sigma_{sb}T_{amb}^4] \quad (2-1)$$

avec  $K$  une constante,  $\epsilon$  l'émissivité de la surface rayonnante,  $\sigma_{sb}$  la constante de Stefan-Boltzmann,  $T_{pe}$  la température de paroi extérieure,  $T_{amb}$  la température ambiante et  $F_c(T)$  la fraction de luminance totale captée par la photodiode qui constitue chaque pixel de la caméra.

Le premier terme entre crochets correspond à l'émission du dépôt alors que le deuxième terme correspond à la réflexion de l'environnement. Le terme de droite est obtenu en émettant l'hypothèse

que l'environnement est un corps noir et que le facteur de forme entre l'environnement et la surface extérieure du tube est égale à un.

La fraction de luminance totale captée par la photodiode  $F_c$  correspond à la fraction de l'énergie totale émise par la le corps rayonnant (paroi extérieure ou environnement) captée dans la gamme spectrale de sensibilité de la caméra infrarouge. De ce fait, celle-ci s'exprime en fonction de la réponse spectrale du détecteur  $\xi$  dépendant de la longueur d'onde et fournie par le constructeur FLIR :

$$F_c(T) = \frac{1}{\sigma T^4} \int_{\lambda=0}^{+\infty} \xi(\lambda) M_{\lambda}^0(T) d\lambda \quad (2-2)$$

De plus, le niveau de gris peut être également exprimé en fonction de la température de corps noire obtenue à l'aide d'Altair, en considérant l'absence de réflexion de l'environnement :

$$DL = K F_c(T_{cn}) \sigma_{sb} T_{cn}^4 \quad (2-3)$$

De l'égalisation des équations (2-1) et (2-3) se déduit l'expression de la température de paroi extérieure :

$$T_{pe} = \left[ \frac{1}{F_c(T_{pe})} \left[ F_c(T_{amb}) T_{amb}^4 + \frac{1}{\epsilon} [F_c(T_{cn}) T_{cn}^4 - F_c(T_{amb}) T_{amb}^4] \right] \right]^{\frac{1}{4}} \quad (2-4)$$

$T_{amb}$  étant une température représentative du rayonnement de l'environnement du tube sur celui-ci,  $T_{cn}$  la température de corps noir moyenne obtenue par le logiciel Altair dans chaque section pour des angles compris entre  $60^\circ$  et  $120^\circ$  et  $T_{pe}$  la température de paroi extérieure réelle

### 2.2.2 Calibration de la mesure infrarouge

L'équation (2-4) fait apparaître l'émissivité du dépôt d'ITO qui n'est pas connue a priori. Il est par conséquent nécessaire de connaître l'évolution de l'émissivité du dépôt le long du tube et ce pour une gamme de températures couvrant les températures de paroi rencontrées lors de la campagne d'essais. Une calibration est ainsi menée, permettant d'obtenir l'évolution de l'émissivité du dépôt avec la température pour chaque section de l'évaporateur. L'obtention de l'émissivité nécessite de connaître pour chaque condition expérimentale la température de paroi extérieure, la température de corps noir et la température ambiante :

$$\epsilon(z) = \frac{F_c(T_{cn}) T_{cn}^4(z) - F_c(T_{amb}) T_{amb}^4}{F_c(T_{pe}) T_{pe}^4(z) - F_c(T_{amb}) T_{amb}^4} \quad (2-5)$$

La température de corps noir est obtenue avec le logiciel de traitement infrarouge tandis que la température ambiante est mesurée à l'aide de thermocouples. Cependant, la température de paroi extérieure ne peut pas être directement mesurée du fait des propriétés conductrices du dépôt ainsi que de la géométrie du tube. Ainsi, un modèle thermique local est utilisé pour connaître la température de paroi extérieure dans la phase de calibration.

Pour obtenir une température de paroi extérieure contrôlée et connue, un écoulement monophasique dont la température de fluide est connue est reproduit tout en n'alimentant pas le dépôt d'ITO. Ainsi, par un modèle thermique local appliqué à chaque abscisse de la section de visualisation infrarouge et à chaque température de calibration, on peut en déduire la température de paroi extérieure. Cette démarche permet l'obtention des profils d'émissivité du dépôt le long du tube pour des températures

de paroi variant de 40 °C à 110 °C et ce de 10 °C en 10 °C. Ce modèle thermique local néglige la conduction longitudinale dans le saphir, hypothèse justifiée en annexe B.

### 2.2.2.1 Modèle thermique local

Les flux thermiques intervenant dans le modèle thermique local sont représentés sur la figure 2-11. Ce modèle a un schéma électrique équivalent indiqué sur la figure 2-12. Ce schéma résulte de l'hypothèse que les températures  $T_{air}$  et  $T_{amb}$  sont les mêmes. A strictement parler, les températures limites considérées pour le calcul des termes de perte par rayonnement et par convection naturelle sont de natures différentes. A savoir que  $T_{amb}$  peut être assimilée à une température moyenne des surfaces rayonnant vers le tube alors que  $T_{air}$  correspond à une température moyenne de l'air environnant le tube en dehors de la couche limite thermique. En pratique, des mesures avec thermocouple ont été réalisées dans l'air et n'indiquent pas de déviation supérieure à 0,3 °C par rapport aux mesures des thermocouples sur les plaques en polycarbonate. Par conséquent, la température considérée dans le calcul du terme de convection naturelle est celle mesurée par les thermocouples installés sur les plaques environnant le tube saphir.

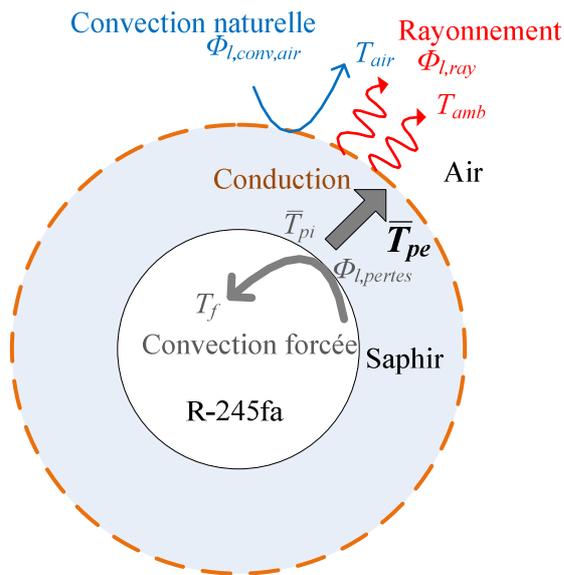


Figure 2-11 Modèle thermique local pour la calibration

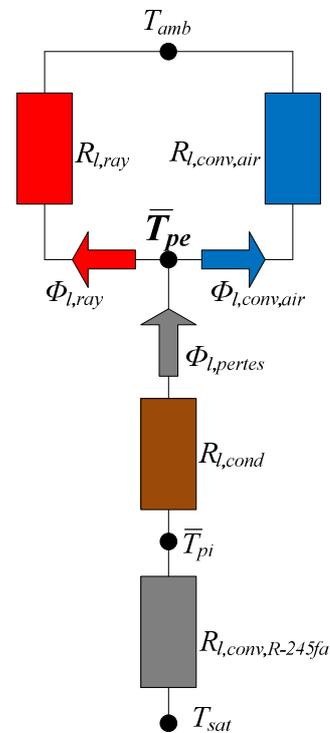


Figure 2-12 Schéma électrique équivalent du modèle thermique de calibration

La température de paroi est par conséquent calculée avec la formule suivante :

$$T_{pe} = \frac{T_f R_{l,trans}^{-1} + T_{amb} (R_{l,ray}^{-1} + R_{l,conv,air}^{-1})}{R_{l,conv,air}^{-1} + R_{l,trans}^{-1} + R_{l,ray}^{-1}} \quad (2-6)$$

$$\text{où } R_{l,trans} = R_{l,cond} + R_{l,conv,R-245fa} \quad (2-7)$$

La température de fluide est calculée à partir de mesures en entrée et en sortie de section test et en considérant une évolution linéaire de la température entre ces deux thermocouples. Cette hypothèse se justifie par le fait de faibles variations de température entre l'entrée et la sortie de l'évaporateur.

La méthode pour calculer les résistances linéiques de conduction, de convection naturelle et de rayonnement ainsi que leurs incertitudes associées est précisée dans l'annexe C. Leurs incertitudes relatives sont respectivement 20 %, 25 % et 10 %.

### 2.2.2.2 Profils d'émissivité

Ayant accès aux températures de paroi extérieure avec le modèle thermique, aux températures de corps noir avec la caméra infrarouge et aux températures ambiantes à l'aide de thermocouples, on peut donc calculer les profils d'émissivité en toute abscisse  $z$  du tube. Les profils à 70 °C, 80 °C et 90 °C, sont présentés figure 2-13. L'incertitude sur l'émissivité est calculée à partir de l'incertitude sur la température de paroi et en considérant que celles sur les températures de corps noir et ambiante sont respectivement de 0,1 °C et de 0,25 °C. La propagation des erreurs absolues aboutit à la formule suivante :

$$\delta\epsilon = \sqrt{\left(\frac{\delta\Lambda_{cn}}{\Lambda_{pe} - \Lambda_{amb}}\right)^2 + \left(\frac{(\Lambda_{cn} - \Lambda_{pe})}{(\Lambda_{pe} - \Lambda_{amb})^2} \delta\Lambda_{amb}\right)^2 + \left(\frac{(\Lambda_{cn} - \Lambda_{amb})}{(\Lambda_{pe} - \Lambda_{amb})^2} \delta\Lambda_{pe}\right)^2} \quad (2-8)$$

avec  $\Lambda_i = F_c(T_i)T_i^4$

En considérant que la seule source d'incertitude de l'estimation de la fraction spectrale de luminance totale captée par la photodiode provient de l'incertitude sur la température, l'incertitude sur  $A_i$  se calcule comme suit :

$$\delta\Lambda_i = \left(\frac{\partial F_c}{\partial T}(T_i)T_i^4 + 4F_c(T_i)T_i^3\right)\delta T_i \quad (2-9)$$

$$\delta\Lambda_i \approx \left(\frac{F_c(T_i + \delta T_i) - F_c(T_i)}{\delta T_i}T_i^4 + 4F_c(T_i)T_i^3\right)\delta T_i \quad (2-10)$$

L'évolution de l'incertitude sur l'émissivité avec la température de dépôt est présentée figure 2-14. Ce graphe indique que l'incertitude sur l'émissivité diminue quand la température augmente. De ce fait, en acquisition infrarouge, l'incertitude sur la température de paroi et in fine sur le coefficient d'échange diminuent avec la température du dépôt. En pratique, l'acquisition infrarouge est donc limitée à des mesures de températures supérieures à 80 °C. Cette limite sera justifiée en section 2.3.1.2.

Ayant réalisé la campagne de tests de calibration, l'émissivité du dépôt d'ITO en tout pixel de section de visualisation infrarouge est connue pour des températures de paroi variant de 40 °C à 110 °C par paliers de 10 °C. Connaissant cette émissivité, la température de corps noir et la température ambiante, il est maintenant possible de calculer la température de paroi extérieure par thermographie infrarouge dans la gamme de températures de la calibration.

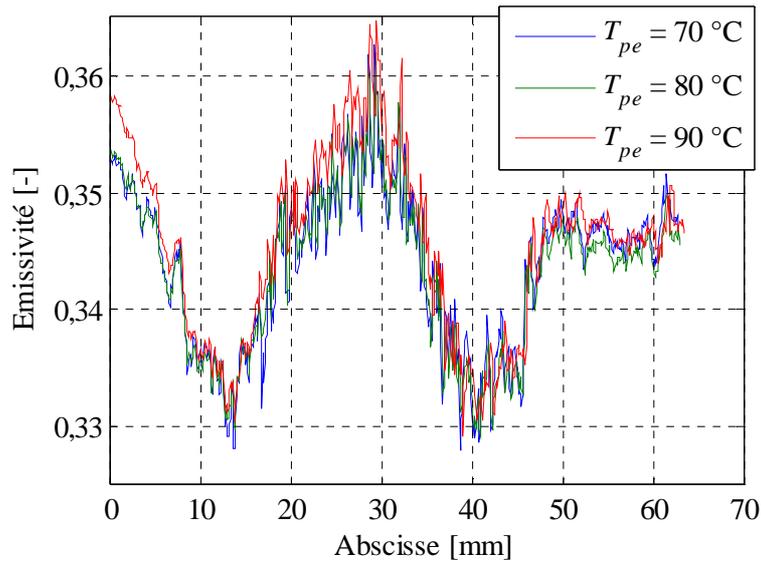


Figure 2-13 Profils d'émissivité pour une température de dépôt de  $T_{pe} = 70\text{ °C}$ ,  $80\text{ °C}$  et  $90\text{ °C}$  et  $G = 2000\text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$

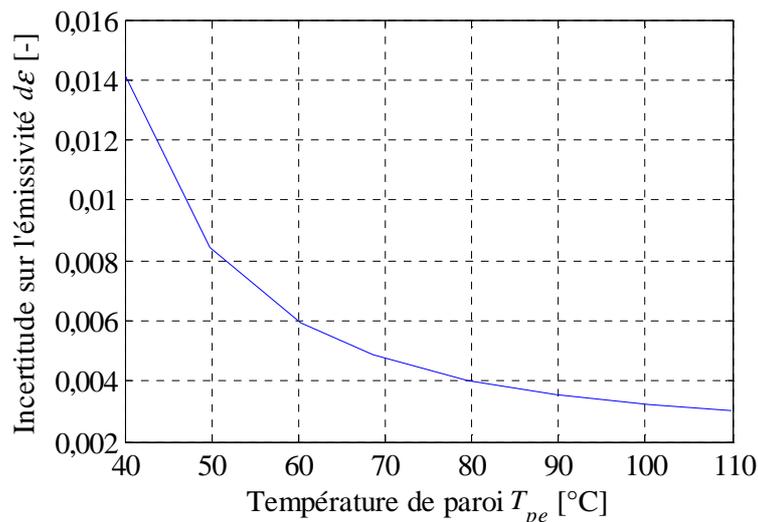


Figure 2-14 Evolution de l'incertitude sur l'émissivité avec la température de paroi

### 2.2.3 Acquisition de la température de paroi

Au cours de chaque manipulation, pour obtenir la température de paroi extérieure, il faut :

- Acquérir l'image infrarouge au milieu du tube permettant d'avoir la température de corps noir pour tout pixel de l'image.
- Moyenner selon l'angle orthoradial  $\theta$  entre  $60^\circ$  et  $120^\circ$  les profils de température de corps noir. Cette étape permet d'obtenir un profil de température moyenne de corps noir le long de la section de visualisation infrarouge.
- Recaler spatialement le profil de température de corps noir obtenu avec ceux obtenus lors de la calibration présenté figure 2-15 et figure 2-16. Cette étape est nécessaire pour faire correspondre chaque pixel des profils obtenus lors des tests avec ceux obtenus lors des calibrations, permettant ainsi l'interpolation.

- Calculer la température de paroi. Ceci s'effectue en considérant une évolution linéaire de l'émissivité du dépôt d'ITO avec la température de paroi entre chaque température de calibration. Cette hypothèse ainsi que l'expression de l'émissivité du dépôt en fonction des températures de paroi, de corps noir et ambiante aboutit aux deux équations suivantes à l'abscisse  $z$  du tube :

$$\epsilon(z, T_{pe}) = \frac{F_c(T_{cn,manip})T_{cn,manip}^4(z) - F_c(T_{amb,manip})T_{amb,manip}^4}{F_c(T_{pe})T_{pe}^4(z) - F_c(T_{amb,manip})T_{amb,manip}^4} \quad (2-11)$$

$$\epsilon(z, T_{pe}) = \epsilon(z, T_{pe}^-) + \frac{\epsilon(z, T_{pe}^+) - \epsilon(z, T_{pe}^-)}{T_{pe}^+ - T_{pe}^-} (T_{pe}(z) - T_{pe}^-) \quad (2-12)$$

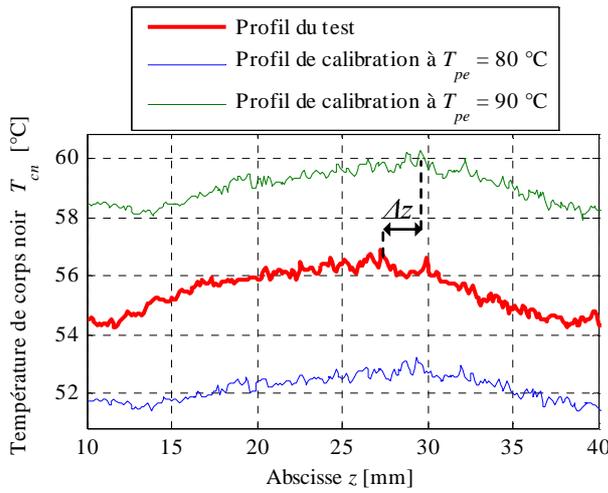


Figure 2-15 Profils de température de corps noir déphasés

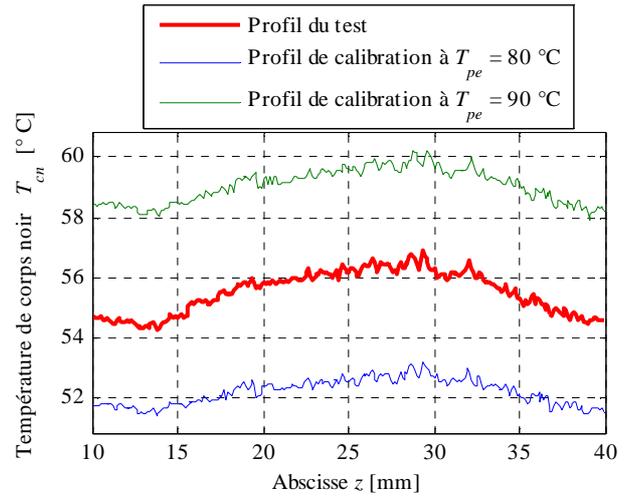


Figure 2-16 Profils de température de corps noir après rephasage

L'équation (2-12) provient de la régression linéaire de l'émissivité par rapport à la température de paroi entre les températures  $\bar{T}_{pe}^-$  et  $\bar{T}_{pe}^+$  issues de la calibration. L'équation (2-11) traduit l'évolution théorique de l'émissivité en fonction de la température de paroi que l'on cherche à calculer, tout en considérant les températures de corps noir et ambiante du test réalisé. L'égalisation des équations (2-11) et (2-12) représentée graphiquement permet le calcul de la température de paroi réelle. Elle revient à chercher la solution de l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\epsilon^+ - \epsilon^-}{T_{pe}^+ - T_{pe}^-} F_c(T) T^5 + \left( \epsilon^- - \frac{\epsilon^+ - \epsilon^-}{\bar{T}_{pe}^+ - \bar{T}_{pe}^-} \bar{T}_{pe}^- \right) F_c(T) T^4 - \frac{\epsilon^+ - \epsilon^-}{\bar{T}_{pe}^+ - \bar{T}_{pe}^-} F_c(T) T_{amb,manip}^4 T \\ - \left( \epsilon^- - \frac{\epsilon^+ - \epsilon^-}{\bar{T}_{pe}^+ - \bar{T}_{pe}^-} \bar{T}_{pe}^- - 1 \right) F_c(T) T_{amb,manip}^4 - F_c(T_{cn,manip}) T_{cn,manip}^4 = 0 \end{aligned} \quad (2-13)$$

avec  $\epsilon^- = \epsilon(z, T_{pe}^-)$  et  $\epsilon^+ = \epsilon(z, T_{pe}^+)$

Pour ce faire, une méthode récursive est employée. En effet,  $F_c(T)$  dépendant de  $T$ , il est nécessaire d'initialiser sa valeur, de calculer la température de paroi à l'aide de la fonction *roots* de Matlab, permettant d'obtenir les racines du polynôme en  $T$  et de recalculer  $F_c(T)$  jusqu'à convergence. La méthode a convergé quand l'écart de température entre deux itérations est inférieur à 0,05 °C.

### 2.2.4 Incertitude sur la température de paroi

#### *Incertitude de mesure*

D'après l'équation (2-4), l'incertitude sur la température de paroi est calculée comme suit :

$$\delta T_{pe} = \frac{\sqrt{\left[\left(1 - \frac{1}{\epsilon}\right) \delta \Lambda_{amb}\right]^2 + \left(\frac{\delta \Lambda_{cn}}{\epsilon}\right)^2 + \left[\left(\Lambda_{cn} - \Lambda_{amb}\right) \frac{\delta \epsilon}{\epsilon^2}\right]^2}}{\frac{\partial F_c}{\partial T}(T_{pe}) T_{pe}^4 + 4 F_c(T_{pe}) T_{pe}^3} \quad (2-14)$$

avec  $\Lambda_i = F_c(T_i) T_i^4$

Ainsi, l'évolution de l'incertitude de l'émissivité implique que l'incertitude sur la température de paroi décroît avec la température de paroi comme présentée sur la figure 2-17.

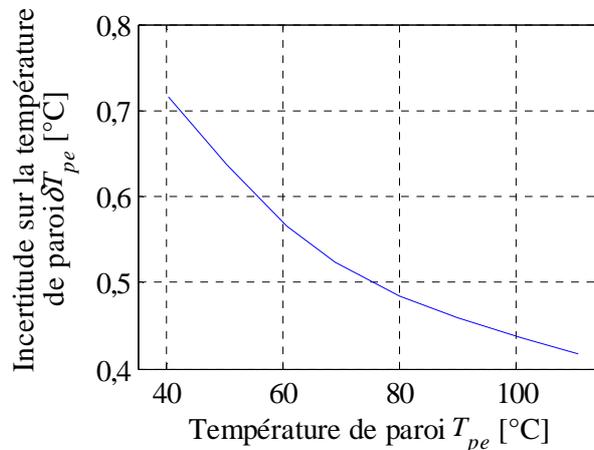


Figure 2-17 Evolution de l'incertitude de la température de paroi en fonction de sa valeur

#### *Homogénéité de la température de dépôt*

Le dépôt d'ITO ayant une émissivité hétérogène le long de la section infrarouge, la distribution de températures de paroi calculées sur cette section est analysée. Ceci permet de vérifier si le traitement de l'image infrarouge prend convenablement en compte cette hétérogénéité et rend compte d'une température de paroi homogène dans le cas d'un écoulement saturé avec une faible variation de titre en vapeur.

Ainsi, la figure 2-18 présente un exemple de profil spatial de température de paroi et la figure 2-19 la distribution de températures de paroi correspondante ainsi que l'écart-type de cette distribution. De l'analyse de cette distribution, il apparaît que dans le cas présenté, l'incertitude à 95 % associée à l'écart-type est de l'ordre de l'incertitude de mesure, ce qui traduit un faible biais de l'hétérogénéité du dépôt. Sur l'ensemble de la base de données, l'écart-type moyen constaté est de 0,25 K, et le maximum est de 0,5 K dans le cas d'un assèchement partiel de l'évaporateur.

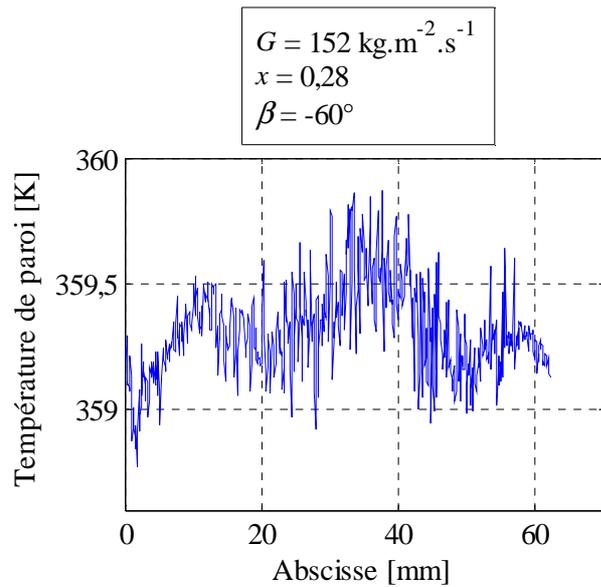
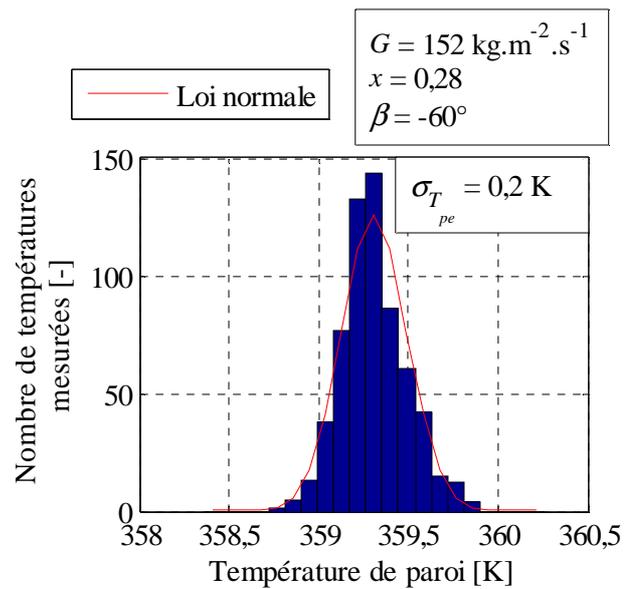


Figure 2-18 Profil spatial de température de paroi

Figure 2-19 Distribution du profil de  $T_{pe}$ 

Ayant accès à la température de paroi extérieure, il est maintenant possible de calculer des coefficients d'échange locaux en calculant la température de paroi intérieure à partir d'un modèle thermique local en transmission similaire à celui présenté en section calibration. De plus, les titres en vapeur locaux dans l'évaporateur sont obtenus à l'aide de bilans globaux.

### 2.3 Calcul du coefficient d'échange et des titres en vapeur

Le calcul du coefficient d'échange à l'abscisse  $z$  de l'évaporateur nécessite de connaître la température de paroi intérieure à cette abscisse. L'évaporateur n'étant pas isolé thermiquement, les pertes thermiques par rayonnement et par convection naturelle doivent être prises en compte dans le bilan local pour accéder à la température de paroi intérieure.

Afin de calculer le titre en vapeur à cette même abscisse, il est nécessaire de prendre en compte l'ensemble des pertes thermiques de la section test depuis l'entrée du préchauffeur jusqu'à l'abscisse  $z$  où le titre en vapeur est mesuré. Bien que le préchauffeur et la zone d'établissement hydraulique soient isolés thermiquement, les très faibles vitesses massiques rencontrées ont pour effet relatif de diminuer la transmission de chaleur de l'inox au fluide au profit des pertes thermiques. Par conséquent, si l'on compare la puissance transmise au fluide avec la puissance injectée électriquement, le bilan thermique n'est pas vérifié. Il est donc nécessaire de modéliser globalement les pertes au niveau du préchauffeur. De la même manière, il est nécessaire de prendre en compte les pertes thermiques à travers la jonction PEEK en entrée d'évaporateur pour accéder au titre en vapeur à l'abscisse  $z$ . La prise en compte de ces pertes nécessite également l'emploi d'une modélisation globale des pertes au niveau de l'évaporateur. L'ensemble des flux globaux et linéiques pour le bilan local pris en compte depuis l'entrée de l'évaporateur jusqu'à l'abscisse  $z$  est schématisé sur la figure 2-20, les suffixes *trans*, *perdes* et *elec* désignant respectivement les parts transmises, perdues et fournies électriquement dans les modèles.

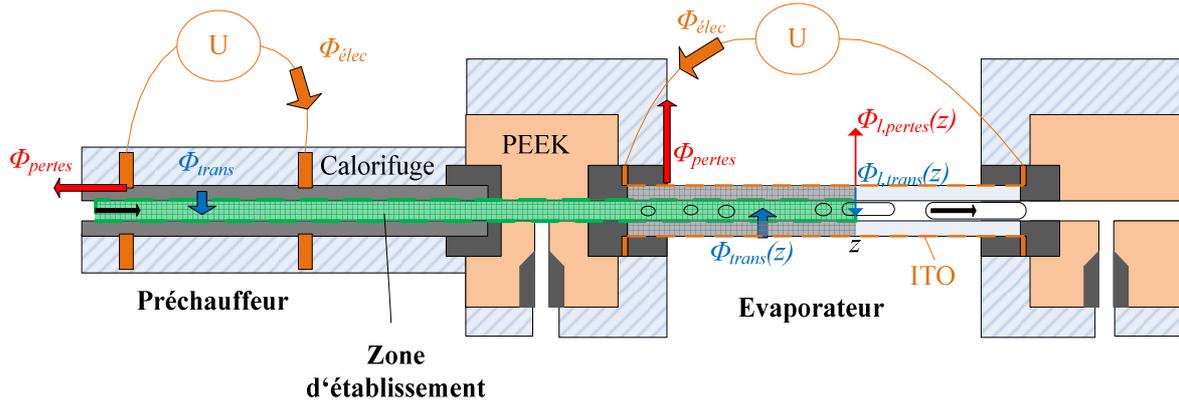


Figure 2-20 Schéma des flux globaux et locaux pris en compte dans les modèles thermiques présentés

### 2.3.1 Calcul du coefficient d'échange à l'abscisse $z$ de la section infrarouge

Le calcul du coefficient d'échange local à l'abscisse  $z$  requiert la connaissance de trois grandeurs : le flux linéique transmis au fluide, la température de paroi intérieure ainsi que la température de fluide. Dans cette section, le bilan local permettant d'accéder à la température de fluide ainsi qu'au flux linéique transmis est présenté. La température de fluide utilisée pour le calcul du coefficient d'échange est la température de saturation à cette abscisse, prenant en compte la chute de pression dans l'évaporateur.

#### 2.3.1.1 Définition du coefficient d'échange calculé

Dans le cas d'un flux homogène injecté par le dépôt d'ITO, en coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$ , le coefficient d'échange convectif local à la paroi interne peut se calculer comme suit à l'abscisse  $z$  du tube :

$$\bar{\alpha}(z) = \frac{\varphi_{trans}}{\bar{T}_{pi}(z) - T_{sat}(z)} \quad (2-15)$$

$$\bar{T}_{pi}(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{\theta=0}^{2\pi} T_{pi}(z, \theta) d\theta \quad (2-16)$$

La température de saturation est calculée à partir de la pression en toute abscisse  $z$  de l'évaporateur. Au regard des chutes de pression constatées, il est considéré une évolution linéaire de la pression au sein de l'évaporateur.

#### 2.3.1.2 Bilan thermique local à l'abscisse $z$ de l'évaporateur

Pour calculer le coefficient d'échange local à l'abscisse  $z$  de l'évaporateur, il est donc nécessaire de réaliser un bilan local, permis par le positionnement de la zone de visualisation infrarouge au centre du tube en saphir. Ce positionnement permet de négliger la conduction longitudinale, ce qui est justifié en annexe B. Le bilan thermique sur une section est représenté figure 2-21.

Ce bilan fait intervenir les pertes par rayonnement et par convection naturelle du dépôt d'ITO, la conduction radiale dans le saphir ainsi que la convection forcée avec l'écoulement diphasique de R-245fa.

En considérant les résistances thermiques linéiques locales, le bilan précédent a pour schéma électrique équivalent la figure 2-22.

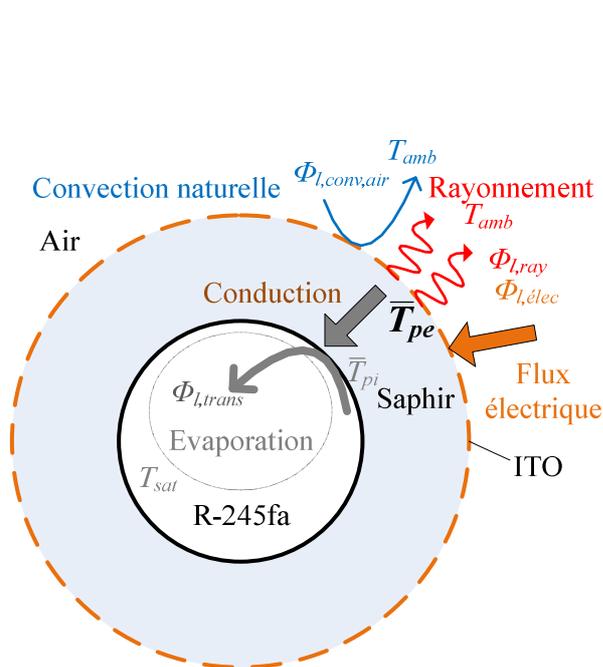


Figure 2-21 Bilan thermique sur une section

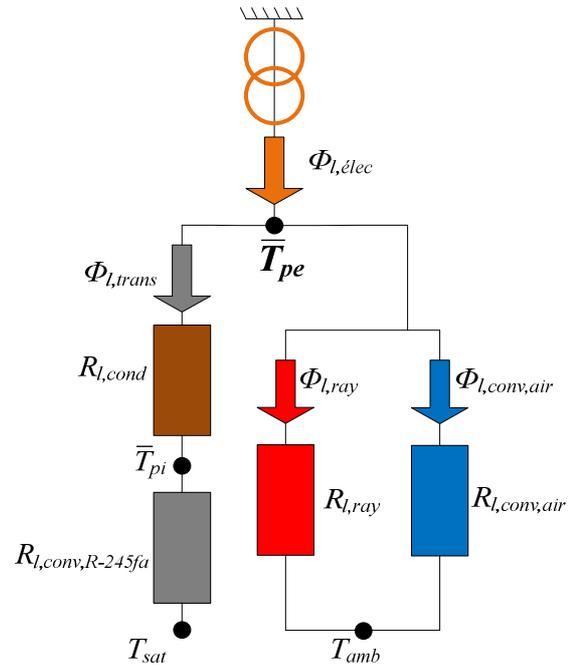


Figure 2-22 Schéma électrique équivalent du bilan local

Le coefficient d'échange local peut donc se calculer en considérant les flux et résistances linéiques à l'abscisse  $z$  considérée :

$$\bar{\alpha}(z) = \frac{\Phi_{l,trans}(z)}{\pi d_{int} (\bar{T}_{pi}(z) - T_{sat}(z))} \quad (2-17)$$

$$\text{avec } \bar{T}_{pi}(z) = \bar{T}_{pe}(z) - R_{l,cond} \Phi_{elec} \quad (2-18)$$

$$\text{et } \Phi_{l,trans}(z) = \Phi_{l,elec} - \left( \frac{1}{R_{l,ray}(z)} + \frac{1}{R_{l,conv,air}} \right) (\bar{T}_{pe}(z) - T_{amb}) \quad (2-19)$$

Ainsi, pour calculer le coefficient d'échange à la paroi interne, il est nécessaire de connaître les différentes résistances linéiques et températures associées à la convection naturelle, au rayonnement ainsi qu'à la conduction. Celles-ci sont calculées selon les méthodes exposées en annexe c.

### 2.3.1.3 Incertitude sur le coefficient d'échange

#### Incertainde de mesure

L'incertitude relative du coefficient d'échange se calcule à partir de la formulation de l'équation (2-17) ainsi que de la méthode de propagation des erreurs absolues. D'après l'équation (2-18), l'incertitude relative commise sur le coefficient d'échange se calcule de la manière suivante :

$$\frac{\delta\alpha}{\alpha} = \sqrt{\left( \frac{\delta\Phi_{l,trans}}{\Phi_{l,trans}} \right)^2 + \left( \frac{\delta d_{int}}{d_{int}} \right)^2 + \frac{\delta\bar{T}_{pe}^2 + \delta T_{sat}^2 + (\Phi_{l,elec} \delta R_{l,cond})^2 + (R_{l,cond} \delta\Phi_{l,elec})^2}{(\bar{T}_{pe} - T_{sat} - R_{l,cond} \Phi_{l,elec})^2}} \quad (2-20)$$

$$\delta\Phi_{l,trans} = \sqrt{\left(\frac{\delta\Phi_{l,\acute{e}lec}}{\Phi_{l,\acute{e}lec}}\right)^2 \Phi_{l,\acute{e}lec}^2 + \left(\frac{\delta\Phi_{l,ray}}{\Phi_{l,ray}}\right)^2 \Phi_{l,ray}^2 + \left(\frac{\delta\Phi_{l,conv,air}}{\Phi_{l,conv,air}}\right)^2 \Phi_{l,conv,air}^2} \quad (2-21)$$

Pour chaque terme d'incertitude relative de perte thermique  $i$ , on peut écrire :

$$\frac{\delta\Phi_{l,i}}{\Phi_{l,i}} = \sqrt{\left(\frac{\delta R_{l,i}}{R_{l,i}}\right)^2 + \left(\frac{\delta L_{saphir}}{L_{saphir}}\right)^2 + \frac{\delta T_{pe}^2 + \delta T_{amb}^2}{(T_{pe} - T_{amb})^2}} \approx \frac{\delta R_{l,i}}{R_{l,i}} \quad (2-22)$$

Sachant que dans les conditions expérimentales, chacun des flux linéiques de pertes thermiques est inférieur à 5 % du flux linéique électrique et en considérant les incertitudes relatives commises sur les résistances linéiques de rayonnement et de convection naturelle, égales respectivement à 10 % et 25 %, les incertitudes dues aux pertes thermiques sont négligées. Par conséquent, l'incertitude relative du flux transmis est considérée égale à celle du flux électrique, soit 5 %.

Concernant le troisième terme de l'équation (2-20), au regard des valeurs de flux linéique électrique et de résistance linéique de conduction rencontrées dans les conditions expérimentales, les termes  $\Phi_{l,\acute{e}lec}\delta R_{l,cond}$  et  $R_{l,cond}\delta\Phi_{l,\acute{e}lec}$  sont tous les deux inférieurs au centième de degré. Ils peuvent donc être négligés. En revanche, le terme  $R_{l,cond}\Phi_{l,\acute{e}lec}$  ne peut être négligé.

Suivant toutes les considérations évoquées précédemment, on aboutit à l'expression suivante de l'incertitude relative commise sur l'estimation du coefficient d'échange :

$$\frac{\delta\alpha}{\alpha} = \sqrt{\left(\frac{\delta\Phi_{l,\acute{e}lec}}{\Phi_{l,\acute{e}lec}}\right)^2 + \left(\frac{\delta d_{int}}{d_{int}}\right)^2 + \frac{\delta T_{pe}^2 + \delta T_{sat}^2}{(\bar{T}_{pe} - T_{sat} - R_{l,cond}\Phi_{l,\acute{e}lec})^2}} \quad (2-23)$$

Des courbes d'évolution de l'incertitude relative du coefficient d'échange avec la température de paroi sont représentées sur la figure 2-23, représentatives des conditions expérimentales. Celles-ci montrent la forte influence de l'incertitude de la température de paroi sur l'estimation du coefficient d'échange et l'intérêt d'étudier les comportements thermiques de l'évaporateur à des températures élevées.

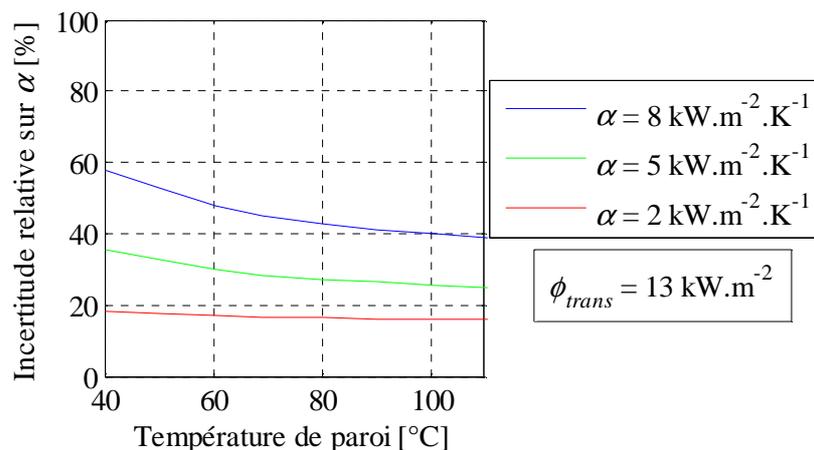


Figure 2-23 Evolution de l'incertitude relative sur le coefficient d'échange

## Vieillessement du dépôt d'ITO

Le dépôt d'ITO vieillissant, son émissivité évolue au cours de la campagne de tests comme le montre la figure 2-15. Ainsi, en trois mois, son émissivité a augmenté de 0,02. Il a donc été nécessaire de recalibrer la caméra pour prendre en compte ce décalage. Les résultats du test de reproductibilité prenant en compte ce décalage d'émissivité sont présentés sur la figure 2-25, montrant un décalage du coefficient d'échange mesuré de l'ordre de 10 %, inférieur à l'incertitude de mesure.

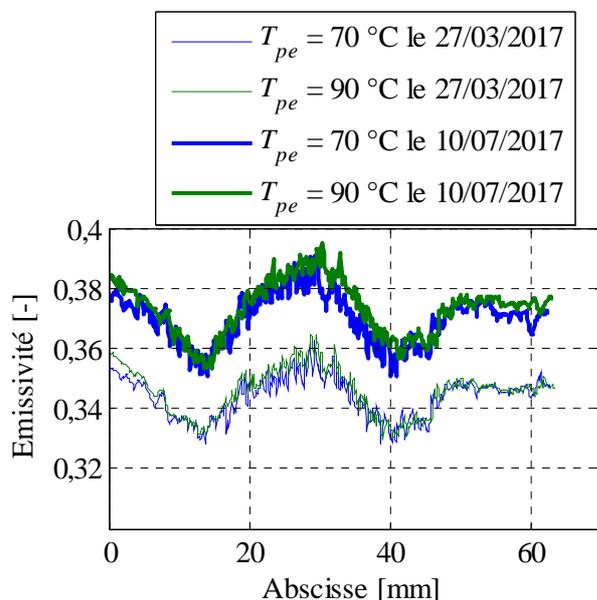


Figure 2-24 Evolution de l'émissivité du dépôt à 70 °C et 90 °C entre le 27 mars et le 10 juillet 2017

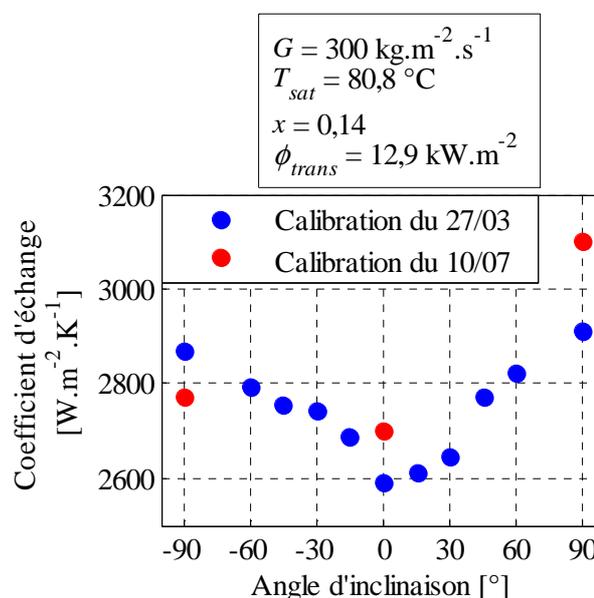


Figure 2-25 Exemple d'effet de la recalibration sur la reproductibilité du calcul du coefficient d'échange

Cette campagne d'essais ayant pour premier but d'étudier l'évolution du coefficient d'échange avec les paramètres d'écoulement, il est par conséquent nécessaire d'accéder au titre en vapeur à l'abscisse  $z$  de l'évaporateur. Ce titre en vapeur s'obtient à partir de deux bilans thermiques globaux consécutifs sur le préchauffeur et sur l'entrée de l'évaporateur. Ces bilans prenant en compte les pertes thermiques des deux entités de la section test, ils sont présentés dans les sections 2.3.2 et 2.3.3.

### 2.3.2 Calcul du titre en vapeur en entrée d'évaporateur

Le titre en vapeur en entrée d'évaporateur est contrôlé au moyen du préchauffeur. L'alimentation électrique du préchauffeur permet de chauffer le fluide et de partiellement le vaporiser. Le titre en vapeur en entrée d'évaporateur se calcule en réalisant un bilan enthalpique global sur le système ouvert {fluide compris entre l'entrée du préchauffeur et l'entrée de l'évaporateur} présenté en figure 2-26. Les entrées du préchauffeur et de l'évaporateur sont spatialement définies par les positions des prises de pression et de température. On en déduit l'expression suivante du titre en vapeur en entrée d'évaporateur :

$$x_{\text{évap},e} = \frac{1}{l_{\text{évap}}} \left[ \frac{\Phi_{\text{trans,pré}}}{\dot{m}} - \left( h(p_{\text{évap},e}, T_{\text{sat}}(p_{\text{évap},e}), x = 0) - h(p_{\text{pré},e}, T_{\text{pré},e}) \right) \right] \quad (2-24)$$

avec  $l_{\text{évap}}$  l'enthalpie d'évaporation du R-245fa

Le calcul du titre en vapeur en entrée d'évaporateur fait intervenir l'enthalpie d'évaporation du R-245fa qui dépend de la pression dans le préchauffeur. Cependant, l'enthalpie d'évaporation varie

peu dans les conditions expérimentales. Par conséquent, elle est calculée avec la pression d'entrée d'évaporateur.

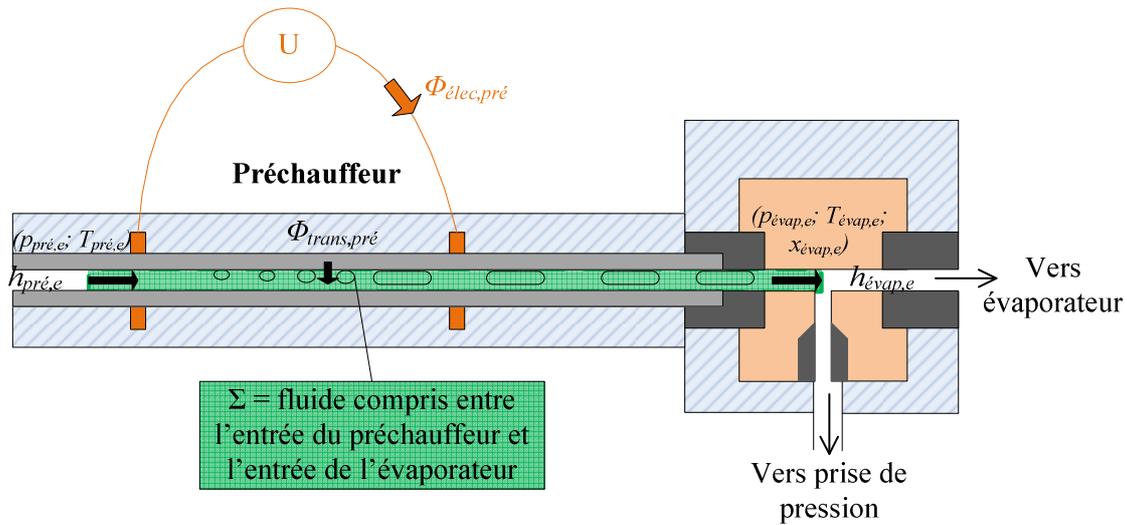


Figure 2-26 Bilan thermique global du système {Préchauffeur + Jonction préchauffeur-évaporateur}

Le calcul du titre en vapeur en entrée d'évaporateur nécessite de plus de connaître le flux transmis au fluide  $\Phi_{trans,pré}$ . Bien que le préchauffeur soit calorifugé, les faibles vitesses massiques rencontrées en campagne d'essais impliquent de prendre en compte ses pertes thermiques. Ces pertes apparaissent clairement quand on compare le flux transmis au fluide avec le flux électrique (figure 2-27) en conditions monophasiques, le flux transmis étant calculé comme suit :

$$\Phi_{trans,pré} = \dot{m}[h_{évap,e} - h_{pré,e}] \quad (2-25)$$

Pour les faibles puissances, près de la moitié du flux imposé est évacué par les pertes thermiques.

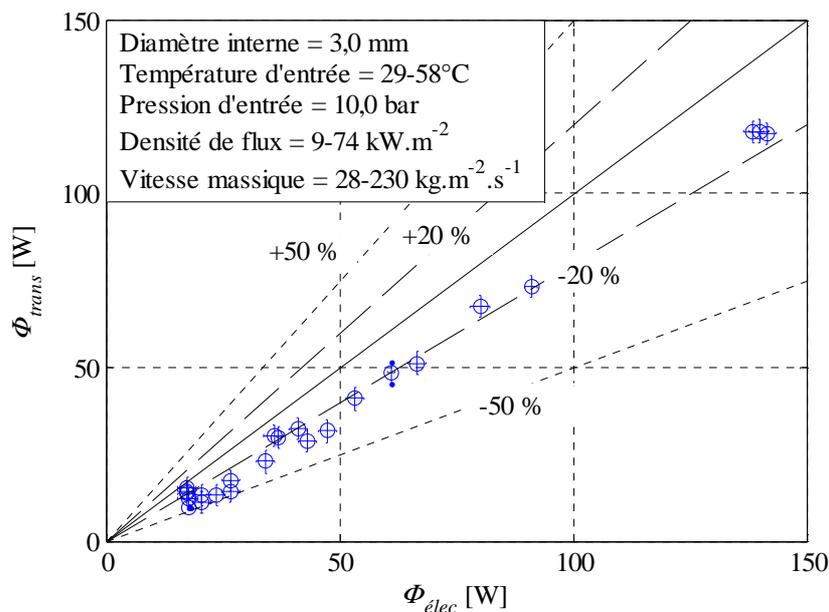


Figure 2-27 Flux thermique transmis à l'écoulement en fonction du flux électrique d'alimentation du préchauffeur

Malgré l'isolation thermique du préchauffeur, les pertes thermiques sont de l'ordre de 20 % en moyenne. Ainsi il est proposé d'estimer les pertes thermiques au niveau du préchauffeur en conditions monophasiques en considérant un modèle thermique global. Le décalage obtenu en comparant les flux électriques et flux transmis (figure 2-27) permet de prédire la résistance thermique globale de pertes.

Pour ce faire, ce modèle thermique considère deux branches de transfert de chaleur, une de transmission et une de pertes. Il a par conséquent un schéma électrique équivalent présenté dans la figure 2-28. Celui-ci considère la température moyenne du liquide entre l'entrée et la sortie du préchauffeur, la température ambiante mesurée avec les thermocouples disposés sur les plaques en polycarbonate, le flux électrique injecté au préchauffeur ainsi que les résistances correspondant au flux transmis et au flux perdu.

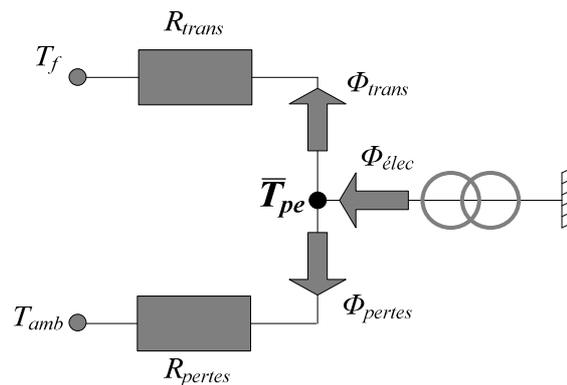


Figure 2-28 Schéma électrique équivalent du bilan global avec pertes thermiques du préchauffeur

Le bilan global et les puissances transmise et perdue sont exprimés dans les trois équations suivantes :

$$\Phi_{\text{elec}} = \Phi_{\text{trans}} + \Phi_{\text{pertes}} \quad (2-26)$$

$$\Phi_{\text{trans}} = \frac{\bar{T}_{pe} - \bar{T}_f}{R_{\text{trans}}} \quad (2-27)$$

$$\Phi_{\text{pertes}} = \frac{\bar{T}_{pe} - T_{\text{amb}}}{R_{\text{pertes}}} \quad (2-28)$$

Ces trois équations aboutissent à l'expression suivante de la proportion de puissance électrique transmise au fluide :

$$\frac{\Phi_{\text{trans}}}{\Phi_{\text{elec}}} = \frac{1}{R_{\text{trans}} + R_{\text{pertes}}} \left( R_{\text{pertes}} - \frac{\bar{T}_f - T_{\text{amb}}}{P_{\text{elec}}} \right) \quad (2-29)$$

Le calcul de la proportion de puissance électrique transmise nécessite de calculer les résistances thermiques globales associées aux flux thermiques transmis et perdu. La résistance globale de transmission est calculée à partir de la corrélation de Shah et London (1971) en écoulement laminaire, dont la formulation est fournie en section 2.4.1, équation (2-41).

En revanche, la résistance globale de pertes n'est pas directement calculable par un modèle thermique simple. Cependant, il est possible d'ajuster  $R_{\text{pertes}}$  pour correspondre au mieux au flux transmis en conditions monophasiques.

$R_{pertes}$  est donc estimé en minimisant les écarts au carré entre les valeurs constatées du rapport  $\frac{P_{trans}}{P_{elec}}$  lors du bilan thermique et le calcul de ce rapport avec le modèle thermique (Figure 2-28). Pour cette optimisation, la résistance associée aux pertes est considérée constante dans les conditions expérimentales du bilan thermique. Dans le cas de l'évaporateur, celle-ci vaut 2,5 K/W. L'évolution de la part de flux transmis constatée expérimentalement en fonction de la part de flux transmis prédite pour cette résistance thermique globale est présentée sur la figure 2-29.

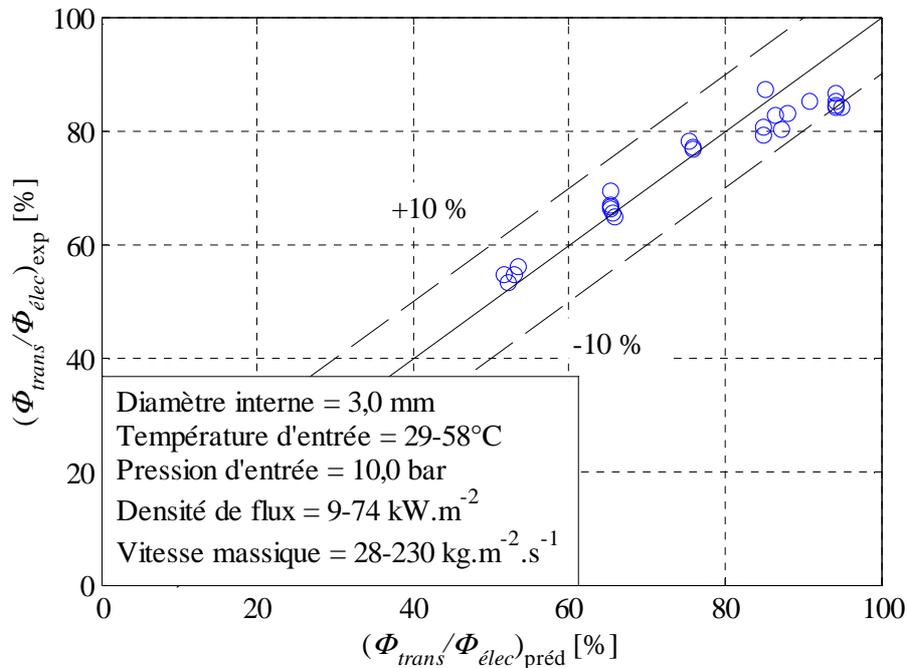


Figure 2-29 Evolution de la part de flux transmis constatée expérimentalement en fonction de la part de flux transmis prédite pour le préchauffeur

La dispersion des points obtenus après optimisation permet de considérer une erreur relative commise sur le flux transmis au fluide de 10 %.

Le flux transmis est donc fonction des résistances de transmission et de perte, de la température de fluide, de la température ambiante et de la puissance électrique injectée. Les résistances thermiques de transmission et températures de fluides étant différentes dans les zones monophasique et diphasique, il faut les distinguer pour connaître le flux transmis dans le préchauffeur. Pour ce faire, un processus itératif est employé en considérant un flux homogène le long du préchauffeur comme présenté figure 2-30.

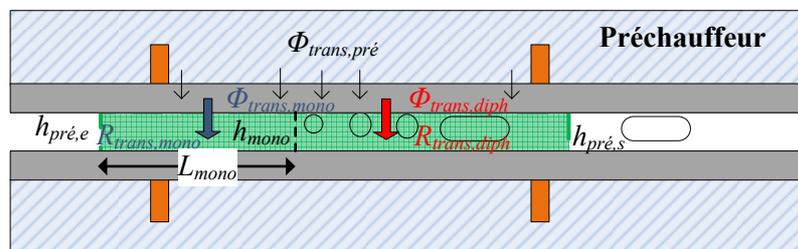


Figure 2-30 Longueur monophasique et résistances globales considérées pour le calcul du titre en vapeur en entrée d'évaporateur

La première longueur monophasique est calculée en considérant que la résistance thermique globale de transmission est égale à celle calculée en condition monophasique,  $\Phi_{trans}$  étant calculé avec l'équation (2-29) :

$$L_{mono} = \frac{L_{pré} \dot{m} (h_{mono} - h_e)}{\Phi_{trans,pré}} \quad (2-30)$$

L'enthalpie  $h_{mono}$  est calculée en considérant la pression et la température de sortie d'évaporateur. L'emploi de la pression de sortie de préchauffeur est justifié par les faibles différences de pression constatées dans les conditions expérimentales et la faible évolution de l'enthalpie liquide du R-245fa avec la pression à l'instar de l'enthalpie de vaporisation.

Cette longueur monophasique permet de recalculer le flux transmis au fluide en le divisant en parties monophasique et diphasique :

$$\Phi_{trans} = \left[ \frac{L_{mono}}{L_{pré}} \left( \frac{\Phi_{trans,pré}}{\Phi_{élec,pré}} \right)_{mono} + \frac{L_{pré} - L_{mono}}{L_{pré}} \left( \frac{\Phi_{trans,pré}}{\Phi_{élec,pré}} \right)_{diph} \right] \Phi_{élec,pré} \quad (2-31)$$

Le terme de part de flux transmis au fluide en conditions diphasiques n'est a priori pas connu puisque la résistance globale de transmission en conditions diphasiques est difficilement estimable. Cependant, le maximum de résistance thermique globale de transmission calculé en conditions monophasiques est de 0,43 K/W, soit 17 % de la résistance globale de pertes. Par conséquent, il est considéré qu'en conditions diphasiques, la résistance thermique globale de transmission est négligeable devant la résistance thermique globale de pertes. De ce fait, les parts du flux électrique transmises à l'écoulement monophasique et au mélange diphasique s'expriment comme suit :

$$\left( \frac{\Phi_{trans,pré}}{\Phi_{élec,pré}} \right)_{diph} = 1 - \frac{\bar{T}_{sat} - T_{amb}}{R_{pertes} \Phi_{élec,pré}} \quad (2-32)$$

$$\left( \frac{\Phi_{trans,pré}}{\Phi_{élec,pré}} \right)_{mono} = \frac{1}{R_{trans} + R_{pertes}} \left( R_{pertes} - \frac{\bar{T}_f - T_{amb}}{\Phi_{élec,pré}} \right) \quad (2-33)$$

Ayant accès au flux transmis, on peut ainsi recalculer la longueur monophasique et ainsi de suite jusqu'à convergence du flux transmis. Il est considéré que l'erreur relative commise sur ce flux transmis est la même qu'en conditions monophasiques, à savoir 10 %.

L'incertitude sur le titre en vapeur en entrée d'évaporateur vaut d'après l'équation (2-24) :

$$\delta x_{évap,e} = \sqrt{\left[ \frac{\left( \frac{\Phi_{trans,pré}}{\dot{m}} - \Delta h \right) \delta l_{évap}}{l_{évap}^2} \right]^2 + \left( \frac{\delta \Phi_{trans,pré}}{\dot{m} l_{évap}} \right)^2 + \left( \frac{\Phi_{trans,pré} \delta \dot{m}}{\dot{m}^2 l_{évap}} \right)^2 + \left( \frac{\delta \Delta h}{l_{évap}} \right)^2} \quad (2-34)$$

avec  $\Delta h = h(p_{évap,e}, T_{sat}(p_{évap,e}), x = 0) - h(p_{pré,e}, T_{pré,e})$

Le calcul du titre en vapeur en entrée d'évaporateur a été permis en considérant les pertes thermiques dans le préchauffeur à l'aide d'un modèle thermique global. Connaissant ce titre en vapeur, un bilan

global sur l'entrée de l'évaporateur jusqu'à l'abscisse  $z$  permet d'accéder au titre en vapeur à l'abscisse  $z$ .

### 2.3.3 Calcul du titre en vapeur local dans l'évaporateur

Le calcul du titre en vapeur local à l'abscisse  $z$  nécessite de réaliser un bilan global sur le système {mélange diphasique compris entre l'entrée de l'évaporateur et l'abscisse  $z$ }. Ce bilan est représenté figure 2-31.

Ce bilan suppose que les pertes par conduction longitudinale dans le saphir à l'abscisse  $z$  dans le sens de l'écoulement du fluide sont négligeables. Cette hypothèse est vérifiée quand l'on considère des abscisses suffisamment éloignées de la sortie de l'évaporateur, négligeant les pertes dans la jonction PEEK. Elle se justifie en considérant l'évolution de la température de saphir présentée figure b-2 et est vérifiée dans la zone de visualisation infrarouge. Suivant ce bilan, l'expression du titre en vapeur est :

$$x_{\text{évap}}(z) = x_{\text{évap},e} + \frac{\Phi_{\text{trans,évap}}(z)}{\dot{m}l_{\text{évap}}} \quad (2-35)$$

Le titre en vapeur s'obtient donc en calculant les pertes de chaleur dues au rayonnement du dépôt d'ITO, à la convection naturelle avec l'air et à l'ensemble des pertes thermiques au niveau de la jonction. Ces dernières n'étant pas directement calculables, un modèle thermique global appliqué à l'ensemble de l'évaporateur et prenant en compte les branches de transmission et de perte est à nouveau utilisé pour calculer les pertes thermiques.

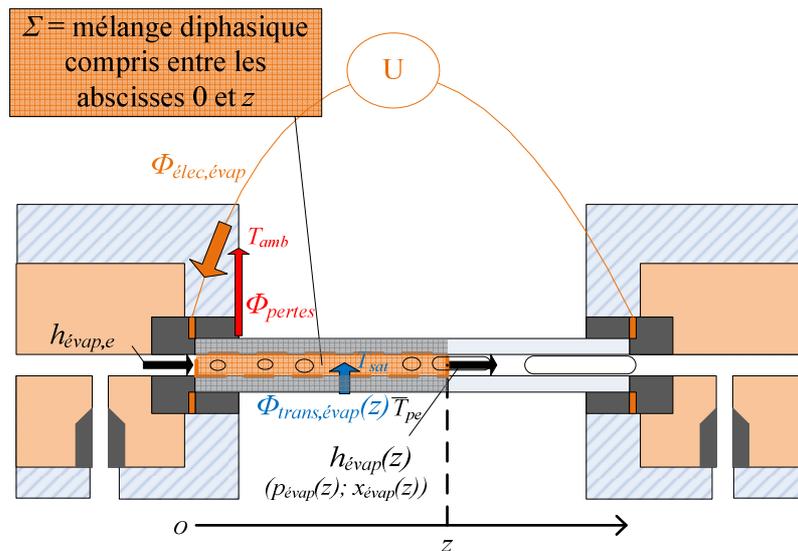


Figure 2-31 Bilan thermique global du système {mélange diphasique compris entre l'abscisse 0 et  $z$ }

Le modèle thermique considéré pour prendre en compte les pertes thermiques de l'évaporateur a pour schéma électrique équivalent la figure 2-28 tout comme pour le préchauffeur. Des tests en conditions monophasiques sont réalisés afin de prédire l'évolution des pertes thermiques constatées par ce modèle dans ces conditions. La résistance globale de transmission est obtenue par thermographie.

En ajustant  $R_{\text{pertes}}$  dans l'équation (2-29) pour correspondre aux pertes constatées en conditions monophasiques, la résistance globale de pertes de l'évaporateur entier vaut 8,05 K/W. L'évolution de la part de flux transmis constatée expérimentalement en fonction de la part de flux transmis prédite pour cette résistance thermique globale est présentée sur la figure 2-32.

Au regard de la dispersion des points obtenue avec l'optimisation, la corrélation utilisée permet de prédire le flux total transmis au fluide dans l'évaporateur avec une erreur relative de 10 %. Cette importante incertitude provient de l'influence des pièces de jonction en PEEK en entrée et sortie d'évaporateur. A noter que celles-ci n'affectent pas la précision du calcul du coefficient d'échange à l'intérieur du tube (section 2.3.1) car la mesure est effectuée dans la zone centrale, non impactée par les effets de bord (Annexe A).

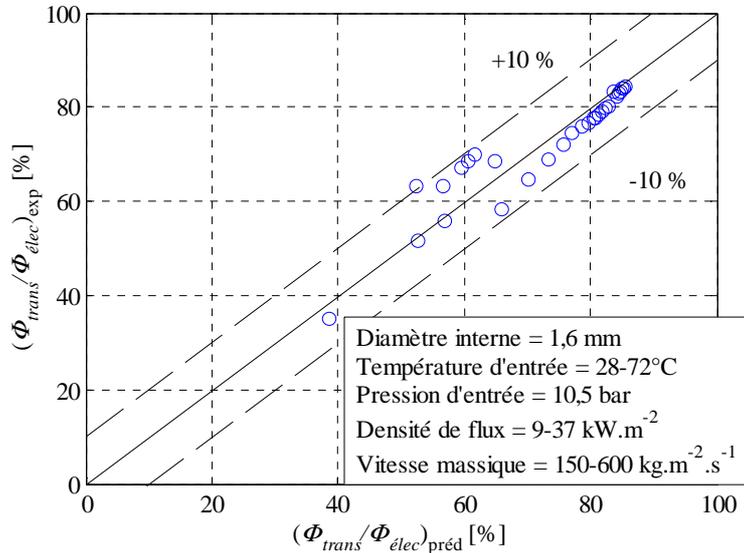


Figure 2-32 Evolution de la part de flux transmis constatée expérimentalement en fonction de la part de flux transmis prédite pour l'évaporateur

Cependant, si l'on veut accéder au flux transmis à une portion du fluide compris entre les abscisses 0 et z, on ne peut prendre en compte ce flux transmis. En effet, ce flux prend en compte les pertes par conduction dans la jonction de sortie d'évaporateur. Or, d'après la figure 2-31, elles ne doivent pas être prises en compte. Par conséquent, un modèle thermique global sur l'ensemble de l'évaporateur est utilisé afin de calculer la résistance thermique de conduction en entrée d'évaporateur à partir des résistances thermiques globales de rayonnement et de convection naturelle.

Le schéma du modèle thermique global pour calculer la résistance thermique de conduction en entrée d'évaporateur est présenté figure 2-33.

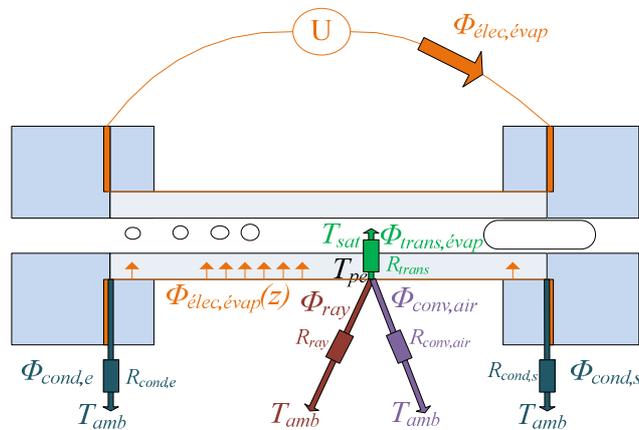


Figure 2-33 Schéma du Modèle thermique global de l'évaporateur

En considérant les températures moyennes de paroi extérieure et de saturation le long du tube en saphir, ainsi que le fait que les pertes en entrée et sortie d'évaporateur sont les mêmes, on obtient le schéma électrique équivalent présenté sur la figure 2-34.

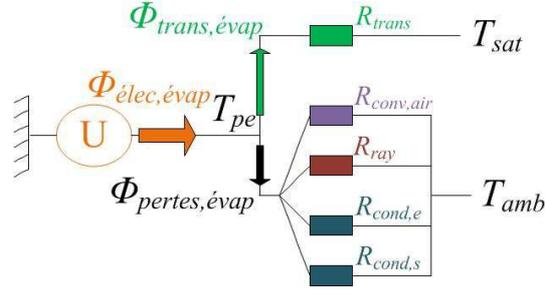


Figure 2-34 Schéma électrique équivalent avec pertes symétriques en entrée, sortie

Suivant le schéma électrique présenté figure 2-34, la résistance globale de pertes s'exprime en fonction des différentes résistances globales comme suit :

$$\frac{1}{R_{pertes}} = \frac{1}{R_{conv,air}} + \frac{1}{R_{ray}} + \frac{2}{R_{cond}} \quad (2-36)$$

Par conséquent, la résistance de conduction globale en entrée d'évaporateur a pour expression :

$$R_{cond,e} = \frac{2R_{pertes}R_{conv,air}R_{ray}}{R_{conv,air}R_{ray} - R_{pertes}(R_{conv,air} + R_{ray})} \quad (2-37)$$

Celle-ci vaut 22 K/W en considérant des coefficients d'échange moyens de  $14 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  pour la convection naturelle et de  $4 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  pour le rayonnement, représentatifs des conditions expérimentales à  $80 \text{ }^\circ\text{C}$ . A titre de comparaison, les résistances thermiques globales de convection naturelle et de rayonnement sont respectivement de 38 K/W et de 133 K/W.

Par conséquent, le flux transmis à la portion de fluide comprise entre les abscisses 0 et  $z$  représentée figure 2-31 peut se calculer de la façon suivante :

$$\Phi_{trans,évap}(z) = \left(\frac{z}{L_{évap}}\right)\Phi_{élec} - \left(\frac{1}{R_{cond,e}} + \frac{z}{R_{l,ray}} + \frac{z}{R_{l,conv,air}}\right)(T_{pe} - T_{amb}) \quad (2-38)$$

D'après l'équation (2-35), le titre en vapeur à l'abscisse  $z$  s'exprime comme suit :

$$x_{évap}(z) = x_{évap,e} + \frac{\left(\frac{z}{L_{évap}}\right)\Phi_{élec} - \left(\frac{1}{R_{cond,e}} + \frac{z}{R_{l,ray}} + \frac{z}{R_{l,conv,air}}\right)(T_{pe} - T_{amb})}{\dot{m}l_{évap}} \quad (2-39)$$

L'incertitude sur l'estimation du titre en vapeur se calcule de la façon suivante :

$$\delta x_{\text{évap}}^2 = \left( \frac{\delta \Delta h}{l_{\text{évap}}} \right)^2 + \frac{\delta \Phi_{\text{trans,pré}}^2 + \delta \Phi_{\text{trans,évap}}^2}{(\dot{m} l_{\text{évap}})^2} + \left( \frac{\Phi_{\text{trans,pré}} + \Phi_{\text{trans,évap}}}{l_{\text{évap}} \dot{m}^2} \delta \dot{m} \right)^2 + \left[ \frac{\left( \frac{\Phi_{\text{trans,pré}} + \Phi_{\text{trans,évap}}}{\dot{m}} - \Delta h \right) \delta l_{\text{évap}}}{l_{\text{évap}}^2} \right]^2 \quad (2-40)$$

L'incertitude sur le titre en vapeur est en moyenne de 0,05 et peut atteindre 0,1 dans le cas limite d'une forte densité de flux et d'une vitesse massique faible comme cela est le cas dans le cas limite de l'assèchement. Cette valeur de l'incertitude du titre en vapeur est due à la modélisation thermique des pertes du préchauffeur et de l'évaporateur. Ainsi, le fait d'utiliser un dispositif d'acquisition infrarouge sans isolation thermique, bien que présentant l'avantage d'une modélisation du rayonnement infrarouge de la section simple, aboutit à des incertitudes sur le titre en vapeur conséquentes au regard de celles pouvant être constatées dans la littérature.

## 2.4 Validation monophasique de la section test

### 2.4.1 Coefficient d'échange monophasique

Afin de vérifier la validité de la méthode de calcul du coefficient d'échange, plusieurs coefficients d'échange sont calculés en conditions monophasiques laminaires et turbulentes. Les nombres de Nusselt expérimentaux en conditions turbulentes sont ensuite comparés avec ceux prédits par deux corrélations: celle de (Gnielinski, 1976) et celle de (Colburn, 1933) présentées en annexe C. La corrélation utilisée en écoulement laminaire est celle de Shah et London (1971) pour un écoulement dynamiquement établi, en établissement thermique et soumis à un flux de chaleur homogène valable pour  $\frac{1000z}{d_{\text{int}} Pe_{\text{liq}}} > 1$ :

$$Nu_{\text{liq}} = 4,364 + 8,68Z^{-0,506} + e^{-0,041Z} \quad (2-41)$$

$$Z = \frac{1000z}{d_{\text{int}} Pe_{\text{liq}}} \quad (2-42)$$

L'évolution des nombres de Nusselt en fonction des nombres de Reynolds expérimentaux est comparée aux évolutions théoriques prédites par les trois corrélations comme présenté figure 2-35.

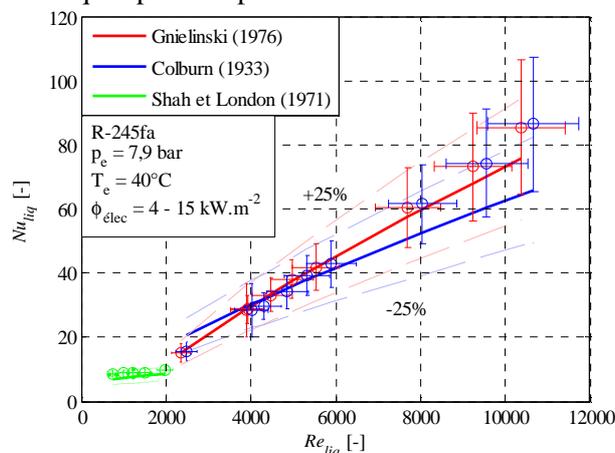


Figure 2-35 Comparaison entre les nombres de Nusselt expérimentaux et prédits par les corrélations de Gnielinski (1976), Colburn (1933) et Shah et London (1971)

Les incertitudes relatives sur les nombres de Reynolds et nombres de Nusselt sont prises en compte par les calculs suivants :

$$\frac{\delta Re_{liq}}{Re_{liq}} = \sqrt{\left(\frac{\delta \dot{m}}{\dot{m}}\right)^2 + \left(\frac{\delta d_{int}}{d_{int}}\right)^2 + \left(\frac{\delta \mu_{liq}}{\mu_{liq}}\right)^2} \quad (2-43)$$

$$\frac{\delta Nu_{liq}}{Nu_{liq}} = \sqrt{\left(\frac{\delta \alpha_{liq}}{\alpha_{liq}}\right)^2 + \left(\frac{\delta d_{int}}{d_{int}}\right)^2 + \left(\frac{\delta \lambda_{liq}}{\lambda_{liq}}\right)^2} \quad (2-44)$$

En écoulements turbulents, les points expérimentaux suivent l'évolution prédite par la corrélation de Gnielinski (1976) avec une erreur relative inférieure à 25 % sur l'ensemble de la gamme de nombres de Reynolds testée. A l'exception du point réalisé avec un nombre de Reynolds supérieur à 10 000, la corrélation de Colburn (1933) est à même de prédire l'évolution du coefficient d'échange avec une erreur relative inférieure à 25%. En écoulements laminaires, la corrélation de Shah et London (1971) prédit l'évolution du nombre de Nusselt expérimental avec une erreur relative inférieure à 25 % bien que celle si le sous-estime systématiquement.

Afin de vérifier l'absence de biais liés à l'inclinaison de la section (qui pourraient notamment être dus à des réflexions indésirables de l'environnement), des mesures de coefficients d'échange moyens ont été menées en écoulement monophasique pour une vitesse massique de  $2000 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , une température de saturation de  $80 \text{ °C}$  et différents angles d'inclinaison de  $-90^\circ$  à  $90^\circ$ . En effet, dans ces conditions, le coefficient d'échange mesuré n'est pas sensé évoluer avec l'angle d'inclinaison puisque l'écoulement est monophasique et la vitesse massique est suffisamment élevée pour éviter un quelconque effet de la gravité sur les écoulements secondaires. L'évolution du coefficient d'échange monophasique en fonction de l'angle d'inclinaison est présentée sur la figure 2-36. Dans ces conditions, le coefficient d'échange varie entre  $3600 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  et  $3900 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ , soit une variation relative de 7 % ce qui est plus faible que l'incertitude de mesure, de l'ordre de 20 % pour cette gamme de coefficients d'échange.

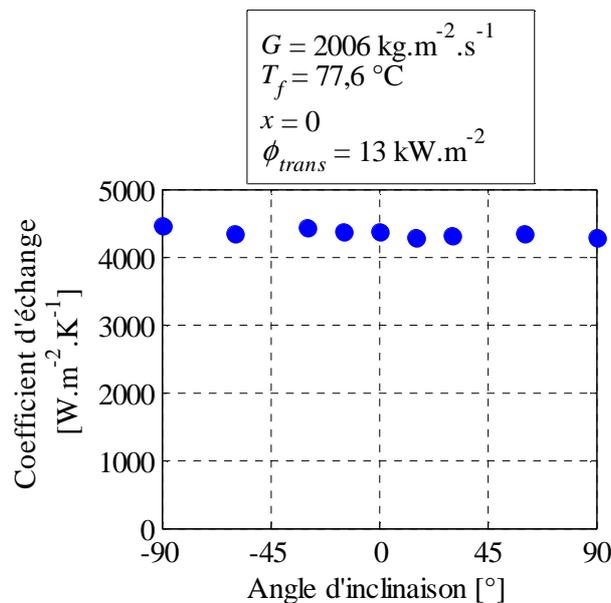


Figure 2-36 Evolution du coefficient d'échange en fonction de l'angle d'inclinaison en conditions monophasiques

### 2.4.2 Différence de pression

Afin de valider les mesures de différences de pression par le capteur 0-200 mbar, des tests avec la phase liquide seule sont réalisés en conditions adiabatiques pour des vitesses massiques variant de 100 à 1100 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>. Les différences de pression ainsi mesurées permettent de calculer un coefficient de frottement de Fanning égal à :

$$f = \frac{\pi \Delta p_{exp} d_{int}^5 \rho_{liq}}{32 l_{\Delta p} \dot{m}^2} \quad (2-45)$$

L'incertitude relative associée est la suivante :

$$\frac{\delta f}{f} = \sqrt{\left(\frac{\delta \Delta p_{exp}}{\Delta p_{exp}}\right)^2 + \left(\frac{5 \delta d_{int}}{d_{int}}\right)^2 + \left(\frac{\delta \rho_{liq}}{\rho_{liq}}\right)^2 + \left(\frac{\delta l_{\Delta p}}{l_{\Delta p}}\right)^2 + \left(\frac{2 \delta \dot{m}}{\dot{m}}\right)^2} \approx \frac{5 \delta d_{int}}{d_{int}} \quad (2-46)$$

Ces coefficients de frottement sont comparés aux prédictions de la corrélation de Churchill (1977) :

$$f = 2 \left( \left( \frac{8}{Re} \right)^{12} + (A + B)^{-\frac{3}{2}} \right)^{\frac{1}{12}} \quad (2-47)$$

$$A = \left( 2,457 \ln \left( \left( \frac{7}{Re} \right)^{0,9} + 0,27 \left( \frac{R_p}{d_{int}} \right) \right) \right)^{16} \quad (2-48)$$

$$B = \left( \frac{37530}{Re} \right)^{16} \quad (2-49)$$

L'évolution des coefficients de Fanning expérimentaux et prédits par Churchill (1977) est présentée figure 2-37. La corrélation fait intervenir le terme de rugosité  $R_p$  considéré à 10<sup>-5</sup> mm.

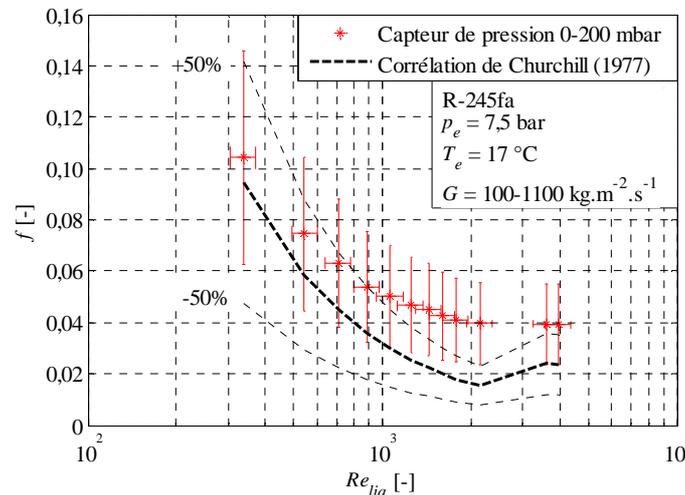


Figure 2-37 Comparaison des coefficients de frottement expérimentaux et prédits par la corrélation de Churchill (1977)

La corrélation de Churchill (1977) sous-estime le coefficient de frottement mesuré. De plus, la pente de la courbe d'évolution du coefficient de frottement expérimental semble plus faible que celle prédite par la corrélation, en particulier dans la zone de transition laminaire-turbulent. Il est à noter que l'incertitude relative du diamètre interne du tube impacte fortement l'incertitude relative du coefficient de frottement puisque le diamètre interne apparaît dans sa formule à la puissance cinq.

## 2.5 Conclusions

Une nouvelle section test a été conçue et raccordée au banc d'essais réalisé par Charnay (2014) pour étudier l'ébullition convective du R-245fa en configuration inclinée. L'élaboration d'une procédure d'acquisition de la température de paroi par thermographie impliquant l'utilisation d'un modèle thermique local permet d'accéder au coefficient d'échange de l'évaporateur pour l'ensemble des abscisses du tube comprises dans la zone de visualisation infrarouge. En parallèle, la transparence du dépôt ainsi que du tube garantit la visualisation dans le domaine visible et l'installation d'un capteur différentiel l'acquisition de la différence de pression entre la sortie et l'entrée de l'évaporateur. Des tests ont été réalisés en conditions monophasiques pour valider la procédure d'acquisition du coefficient d'échange ainsi que de la différence de pression. En outre, les pertes de chaleur au niveau du préchauffeur et de l'évaporateur ont été prises en compte à l'aide de modèles thermiques globaux. Le banc d'essais ainsi développé permet donc d'étudier la structure, les chutes de pression et les transferts thermiques pour des écoulements diphasiques en position horizontale ou inclinée.



## Chapitre 3. Etude des régimes et de la symétrie des écoulements diphasiques adiabatiques

Dans ce chapitre, une étude de la symétrie et des régimes de l'écoulement diphasique en mini-canal est présentée. Dans un premier temps, les conditions expérimentales des tests réalisés sur la section horizontale et la section inclinable sont abordées. Le paramètre de symétrie ainsi que les critères de caractérisation des régimes d'écoulement sont présentés. L'effet des paramètres d'écoulement sur sa symétrie sont discutés grâce à l'élaboration d'une corrélation. L'influence de la réduction de diamètre hydraulique ainsi que de l'inclinaison de l'écoulement sur la symétrie est ensuite analysée. Cette analyse est enfin étoffée par la considération des transitions de régimes en configuration inclinée avec la section test de 1,6 mm de diamètre intérieur et sa comparaison avec plusieurs modèles prédictifs.

### 3.1 Méthode de caractérisation des régimes d'écoulements adiabatiques et de leur symétrie

#### 3.1.1 Description des bases de données expérimentales

La partie expérimentale de l'étude de la symétrie en écoulement adiabatique horizontal a été menée avec la première section test présentée en section 2.1.2 dont le diamètre intérieur est de 3,0 mm. Les tests ont été réalisés en conditions adiabatiques pour des vitesses massiques de 50, 100, 200, 300 et 400 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>, et pour des températures de saturation variant de 20 °C à 100 °C par paliers de 10 °C, regroupant 229 points de données.

Cette gamme de température permet d'avoir d'importantes variations de la viscosité liquide et de la tension de surface. En effet avec une augmentation de la température de saturation de 20 °C à 100 °C, la viscosité liquide décroît de 177 % et la tension de surface de 204 %. Ces variations des conditions de saturation changent les effets relatifs des différentes forces agissant sur l'équilibre des phases. Elles affectent fortement l'interface liquide-vapeur et par conséquent les régimes d'écoulements rencontrés. En particulier, la grande gamme de titres en vapeur rencontrés permet d'observer la transition entre les régimes d'écoulements intermittent et annulaire.

La partie expérimentale de l'étude des régimes d'écoulement en configuration inclinée s'est faite avec la section test présentée section 2.1.3 qui présente un diamètre intérieur de 1,6 mm. Les tests ont été réalisés en conditions adiabatiques pour des vitesses massiques de 100, 150 et 300 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>, une température de saturation de 80 °C et onze inclinaisons variant de la configuration verticale ascendante à la configuration verticale descendante. Le tableau 3-1 résume les gammes de conditions expérimentales des campagnes de tests réalisées avec les deux sections utilisées ainsi que leur impact sur le nombre de Bond.

Le changement de diamètre intérieur ainsi que d'inclinaison a pour intérêt d'affecter l'équilibre des forces entre les deux phases et ainsi de mieux comprendre leurs effets en comparant les résultats avec la configuration horizontale avec un diamètre hydraulique de 3,0 mm. En effet, le rapport des forces d'inertie avec la poussée d'Archimède peut être analysé en configuration horizontale par l'emploi du nombre de Froude vapeur introduit par Cioncolini et Thome (2013) :

$$Fr_{vap} = \frac{\text{forces d'inertie}}{\text{poussée d'Archimède}} = \frac{\frac{xG}{\sqrt{\rho_{vap}}}}{\sqrt{g(\rho_{liq} - \rho_{vap})d_{int}}} \quad (3-1)$$

Le rapport des forces capillaires avec les forces de gravité s'analyse avec le nombre de Bond :

$$Bd = \frac{\text{poussée d'Archimède}}{\text{forces de capillarité}} = \frac{g(\rho_{liq} - \rho_{vap})d_{int}^2}{\sigma} \quad (3-2)$$

Il est possible de tenir compte de l'effet de l'inclinaison dans la formulation du nombre de Froude vapeur comme cela a été proposé par Taitel et Dukler (1976) :

$$Fr_{vap}(\beta) = \frac{\frac{xG}{\sqrt{\rho_{vap}}}}{\sqrt{g(\rho_{liq} - \rho_{vap})d_{int}\cos\beta}} \quad (3-3)$$

avec  $\beta$  l'angle d'inclinaison depuis la configuration horizontale.

Cette définition du nombre de Froude vapeur a été introduite pour étudier les critères de formation du régime stratifié en écoulement descendant proche de la configuration horizontale. En effet, la modélisation de Taitel et Dukler (1976) considère un écoulement stratifié avec une surface plane à l'équilibre dynamique, ce qui est incompatible avec de plus fortes inclinaisons du fait de l'accélération de la phase liquide et de son rôle sur la déformation de l'interface liquide-vapeur. La définition de l'équation (3-3) aboutit dans le cas limite vertical (ascendant ou descendant) à un nombre de Froude vapeur infini, ce qui correspond au cas où la gravité ne joue plus de rôle sur la stratification de l'écoulement.

Ainsi, la réduction de diamètre intérieur permet de diminuer le nombre de Bond et l'inclinaison permet d'affecter le nombre de Froude vapeur. Les variations de ces deux nombres sont à même de refléter les comportements dynamiques des deux phases qui sont analysées du point de vue des régimes d'écoulement et de leur symétrie.

Tableau 3-1 Gammes des paramètres expérimentaux des campagnes de tests en configuration horizontale et inclinée

	Gamme	
	Section test horizontale	Section test inclinable
Diamètre intérieur $d_{int}$	3,0 mm	1,6 mm
Température de saturation $T_{sat}$	20 → 100 °C	80 °C
Vitesse massique $G$	50 → 400 kg.m <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup>	100 → 300 kg.m <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup>
Titre en vapeur $x$	0,03 → 1,00	0,06 → 0,67
Angle d'inclinaison $\beta$	0°	-90 → 90°
Nombre de Bond $Bd$	7,7 → 19,1	4,1

### 3.1.2 Définition et procédure d'acquisition du paramètre de symétrie

Les paramètres d'écoulement ainsi que l'inclinaison sont à même d'affecter la position du centre du corps de vapeur au sein de l'écoulement diphasique et par conséquent sa symétrie. Ainsi, il est possible de tenir compte quantitativement de la symétrie de l'écoulement à partir de la mesure des

épaisseurs de films liquides, notamment en haut et en bas de l'écoulement (Figure 3-1). Plusieurs indicateurs de la symétrie de l'écoulement ont été introduits dans la littérature, parmi lesquels figure l'excentricité, utilisée entre autres par Hurlburt et Newell (1997) et Cioncolini et Thome (2013) pour corrélérer des bases de données en macro-canaux. Le paramètre de symétrie  $s$  choisi pour étudier l'évolution de la symétrie avec les conditions expérimentales de l'étude présente est défini comme suit :

$$s = \frac{2L_{haut}}{d_{int}} \quad (3-4)$$

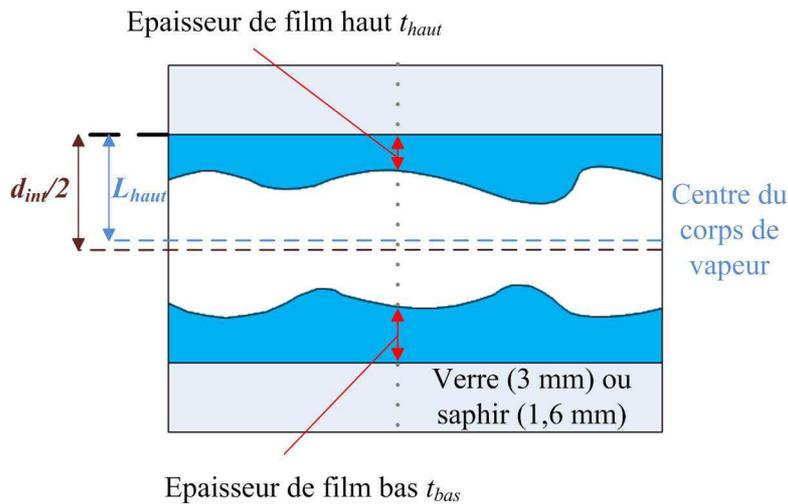


Figure 3-1 Position du centre du corps de vapeur

Cette définition du paramètre de symétrie est strictement équivalente à :

$$s = 1 - \frac{t_{bas} - t_{haut}}{d_{int}} \quad (3-5)$$

Cette définition a deux cas limites. Quand l'écoulement est centré,  $t_{bas} = t_{haut}$  et  $s = 1$ . Au contraire, quand une bulle apparaît au niveau de la paroi solide-liquide haute,  $t_{bas} \rightarrow d_{int}$  ce qui correspond à  $s = 0$ . Afin d'obtenir une base de données de paramètres de symétrie pour l'ensemble des données des campagnes d'essais en configuration horizontale et inclinée, une procédure inspirée de celle décrite par Donniacuo et al. (2015) a été développée permettant de tenir compte de l'évolution de la symétrie des écoulements intermittents et annulaires.

Pour ce faire, un programme a été développé sous environnement Matlab afin de permettre de déterminer l'épaisseur de film local en écoulement annulaire (Donniacuo et al., 2015). Cette méthode est basée sur l'analyse des échelles de gris et a été améliorée pour être appliquée aux écoulements intermittents pour lesquels les bouchons de liquide doivent être détectés.

En effet, à chaque instant d'acquisition de l'écoulement diphasique, l'image est dans un premier temps rognée pour ne garder que l'écoulement et le profil de gris médian de l'image est récupéré comme cela est présenté sur la figure 3-2, permettant la détection des interfaces haute et basse.

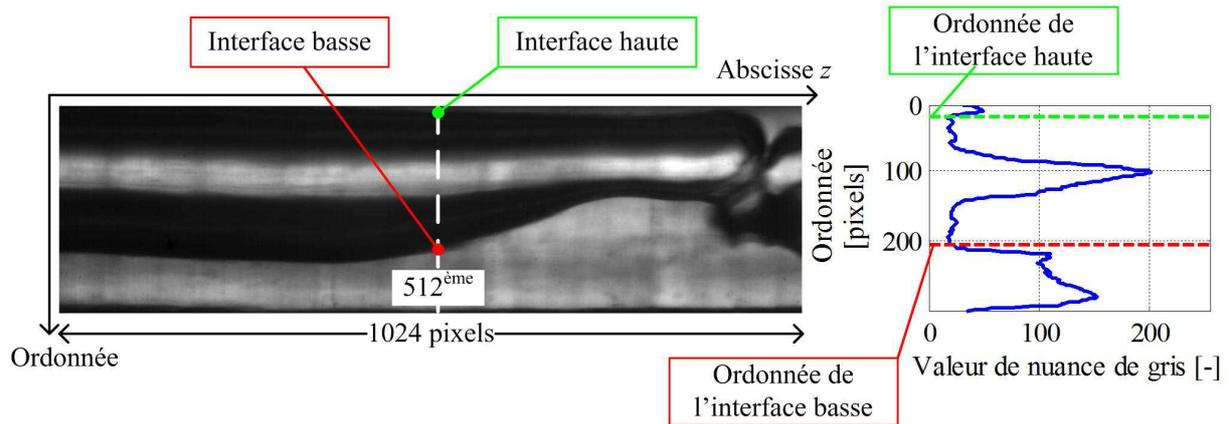


Figure 3-2 Image d'un écoulement poche-bouchon et profil de gris correspondant

La détection des interfaces permet de calculer les épaisseurs de film liquide en haut et en bas de l'écoulement. Cependant, ce calcul doit prendre en compte le grossissement de l'objectif ainsi que les effets de réfraction dus au tube transparent. De ce fait, un facteur de correction est introduit pour le calcul de l'épaisseur de film avec la section test de 3 mm de diamètre intérieur :

$$t_{réel} = \frac{t_{app}}{Sc * EF} \quad (3-6)$$

où  $Sc$  désigne le facteur de conversion du pixel en unité de longueur,  $EF$  est le facteur d'élargissement optique du tube transparent et  $t_{app}$  l'épaisseur de film apparente de l'image acquise avec la caméra rapide en pixels.

Avec la section test de diamètre intérieur de 3 mm, à chaque test de mesure de symétrie, les épaisseurs de film en haut et en bas du tube sont calculées comme la moyenne d'épaisseurs issues de 5452 images correspondant à 2,7 s d'enregistrement. L'incertitude de chaque mesure est calculée, prenant en compte différentes sources : les diamètres interne et externe du tube, la variation de l'indice de réfraction du R-245fa avec la température ainsi que les limitations de détermination de la position de l'interface dues à la résolution spatiale de la caméra.

Avec cette section, l'incertitude sur l'épaisseur de film apparente est de 2 pixels, l'incertitude sur le facteur d'élargissement optique  $EF$  de 0,047 et celle sur le facteur de résolution  $Sc$  de 0,84 pixels/mm. Toutes ces incertitudes ont été mesurées pour un diamètre extérieur apparent de 909 pixels. En pratique, l'incertitude sur l'épaisseur de film varie de 0,02 à 0,03 mm en fonction des conditions expérimentales. En considérant les incertitudes commises sur les épaisseurs apparentes ainsi que sur le diamètre interne apparent, l'incertitude sur la symétrie est calculée par l'équation (3-7) :

$$\delta s = \sqrt{2 \left( \frac{\delta t_{app}}{d_{app,int}} \right)^2 + \left[ \frac{(t_{app,bas} - t_{app,haut}) \delta d_{app,int}}{d_{app,int}^2} \right]^2} \quad (3-7)$$

L'incertitude absolue moyenne du paramètre de symétrie est égale à 0,025 et sa valeur maximale vaut 0,055 pour l'étude en configuration horizontale.

Concernant la section test de 1,6 mm de diamètre intérieur, le paramètre de symétrie est calculé avec les épaisseurs apparentes en pixels d'un échantillon de 1363 images correspondant à 1,4 s d'enregistrement. En pratique, la résolution spatiale de la section test inclinée ne permet pas de calculer des épaisseurs de film avec une précision satisfaisante et ce du fait de la géométrie du saphir

ainsi que de l'opacité partielle du dépôt d'ITO. De plus, la géométrie du tube engendre des reflets qui augmentent l'incertitude sur l'estimation de la position du corps de vapeur. De ce fait, le calcul du paramètre de symétrie en configuration inclinée permet d'analyser qualitativement l'évolution de la symétrie de l'écoulement et ce notamment avec l'inclinaison. Il permet de plus d'accéder à la position moyenne du centre du corps de vapeur, ce qui est nécessaire pour la caractérisation des régimes d'écoulements.

L'étude menée sur la caractérisation de la symétrie des écoulements diphasiques avec la section test inclinable de 1,6 mm de diamètre intérieur a permis d'obtenir des écoulements dont le paramètre de symétrie varie entre 0,83 et 1,06. Les écoulements avec un paramètre de symétrie supérieur à 1 sont des écoulements où la vapeur a été en moyenne constatée dans la partie basse du tube. Ces constatations ont été faites majoritairement pour des écoulements verticaux. Dans ce cas, les incertitudes sur l'angle d'inclinaison ainsi que sur la géométrie interne du tube peuvent être la cause du décalage des poches ou corps de vapeur qui localement aboutissent à un écoulement légèrement excentré vers le bas. De ce fait, l'ensemble des valeurs de paramètres de symétrie présentées permet une analyse qualitative de l'évolution de la symétrie de l'écoulement mais ne saurait être utilisé pour une analyse quantitative, telle que l'élaboration d'une corrélation par exemple.

L'acquisition du paramètre de symétrie permet de donner une information quant à la stratification de l'écoulement et sert de critère pour la classification des régimes d'écoulement comme cela est présenté dans la section 3.1.3.

### **3.1.3 Caractérisation des régimes d'écoulements**

Les trois régimes pris en compte pour caractériser les écoulements adiabatiques observés lors de la campagne de test avec la section test de 1,6 mm de diamètre intérieur sont le régime stratifié, le régime intermittent et le régime annulaire. La caractérisation des régimes est permise grâce à des critères quantitatifs portant sur la valeur de la symétrie et la proportion de bouchons de liquide de l'écoulement. De plus, l'analyse des régimes est complétée par l'utilisation d'images représentatives de l'évolution temporelle de l'écoulement.

Pour chaque condition expérimentale rencontrée lors de la campagne de tests menée avec la section de 1,6 mm de diamètre intérieur, une image représentative de l'évolution temporelle de l'écoulement est ainsi d'abord formée selon le schéma présenté sur la figure 3-3. Pour chaque image de l'échantillon obtenu avec la caméra rapide, l'image est au préalable rognée pour ne garder que la zone de l'écoulement. Le profil vertical de niveau de gris au milieu de l'image est ensuite récupéré pour chaque image et placé à la suite du précédent. De ce fait, chaque abscisse de l'image temporelle représente le profil de gris sélectionné à chaque instant de l'échantillon d'images. Cette image permet d'avoir une vision globale du régime d'écoulement et notamment, elle permet d'avoir une représentation graphique du suivi d'interface nécessaire à l'obtention du paramètre de symétrie, comme cela est présenté sur la figure 3-4. La ligne pointillée verte de la figure 3-4 représente la position du centre du corps de vapeur obtenue à partir du calcul du paramètre de symétrie de l'écoulement représenté.

La représentation de l'écoulement obtenue avec cette méthode est à même de fournir une information qualitative de l'évolution temporelle de l'écoulement. Cette information est complétée par le choix de critères quantitatifs de transition entre les régimes stratifiés, intermittent et annulaire portant sur la valeur de la symétrie et la proportion de bouchons de liquide.

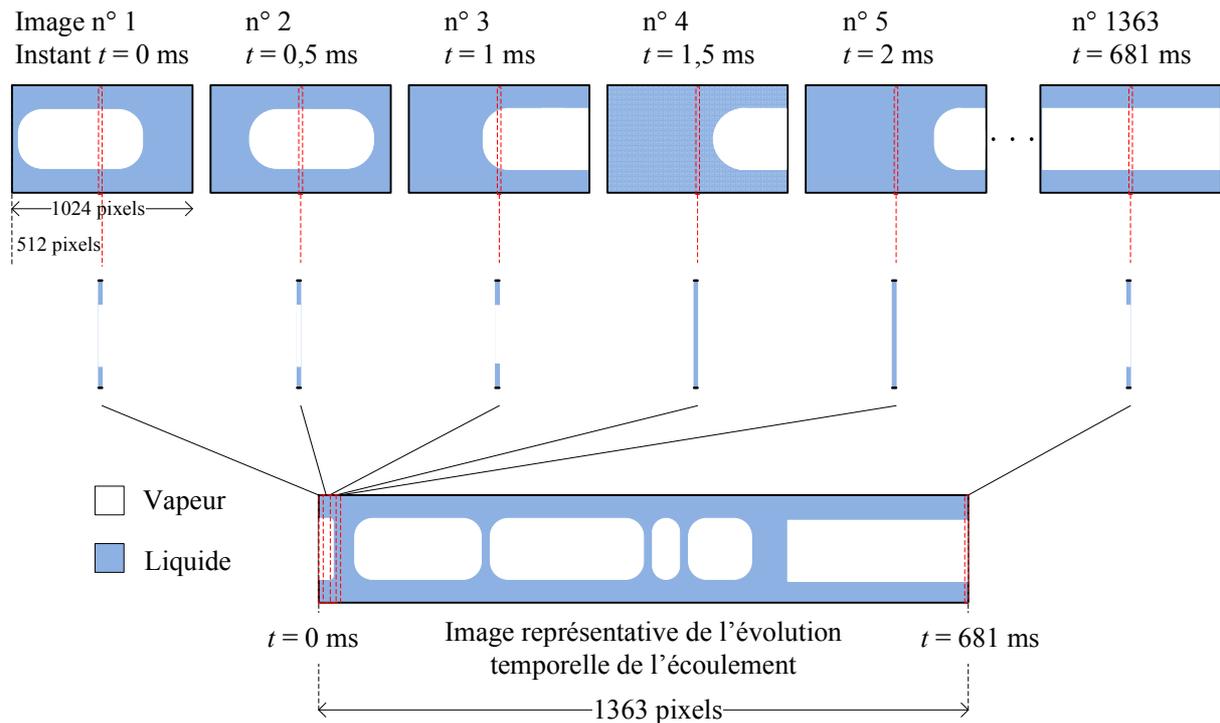


Figure 3-3 Schéma de la méthode d'obtention de l'image représentative de l'évolution temporelle de l'écoulement

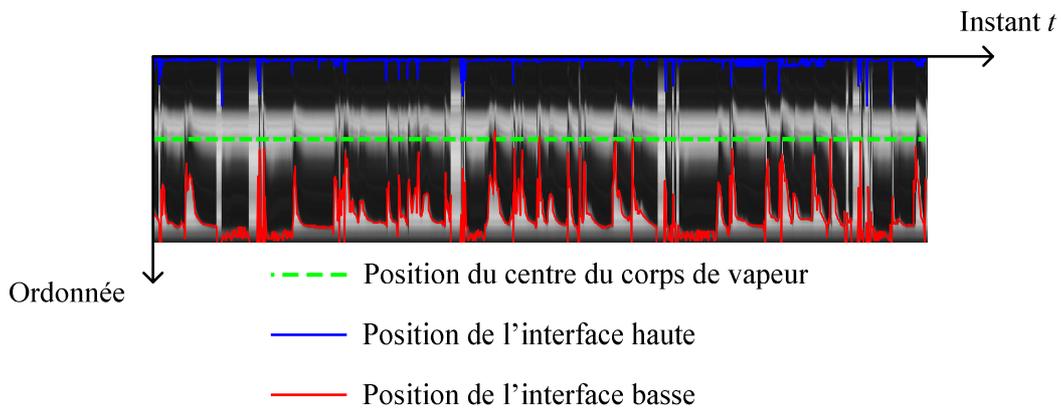


Figure 3-4 Positions des interfaces détectées et du centre de corps de vapeur obtenues pour  $G = 150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ,  $T_{sat} = 80 \text{ °C}$ ,  $x = 0,17$  et  $\beta = 0^\circ$

Cette dernière est acquise par post-traitement sous environnement MATLAB en intégrant le signal de gris sur un profil orthogonal de l'image que traverse l'écoulement. Le passage du liquide a pour effet de blanchir l'image localement et d'augmenter la valeur moyenne des pixels, comme est constaté sur la figure 3-5.

L'évolution de la moyenne des valeurs des pixels de profils de gris en fonction du numéro de l'image de l'échantillon enregistré pour un écoulement à poches obtenu avec  $T_{sat} = 80 \text{ °C}$ ,  $G = 150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ,  $x = 0,1$  et  $\beta = 0^\circ$  est présentée sur la figure 3-6. Elle peut être associée aux passages des bouchons de liquides en utilisant un critère de coupure, ce qui permet d'accéder à la proportion de bouchons de liquide pour chaque échantillon d'images.

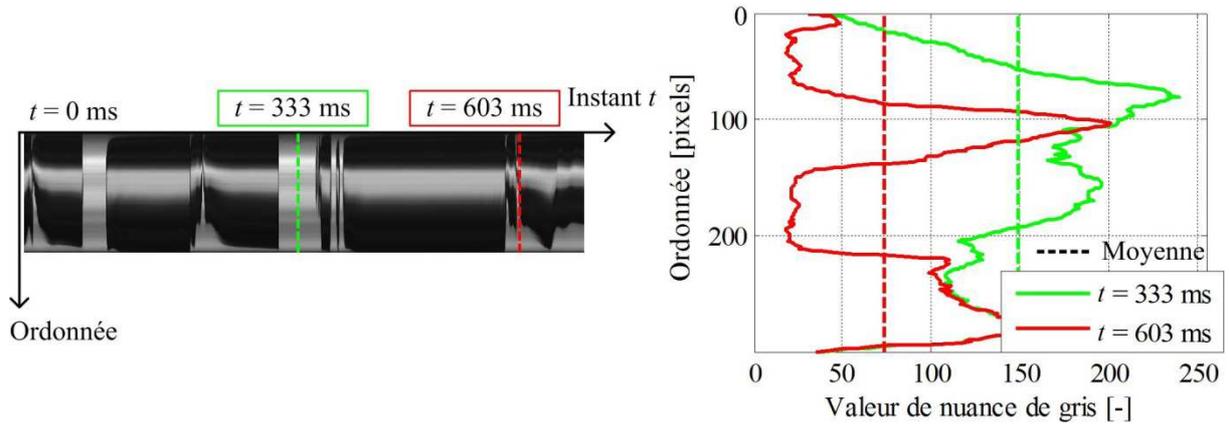


Figure 3-5 Evolution de la valeur de nuance de gris en fonction de l'ordonnée pour deux instants représentatifs d'un bouchon de liquide et d'une poche obtenus avec  $T_{sat} = 80\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $G = 150\text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $x = 0,1$  et  $\beta = 0^{\circ}$

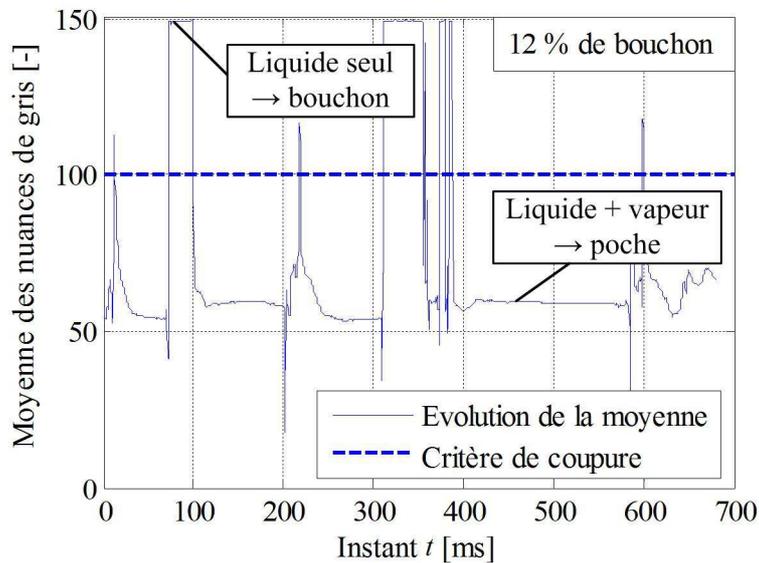


Figure 3-6 Evolution de la moyenne des valeurs des pixels de profils de gris en fonction de l'instant  $t$  pour un écoulement à poches obtenu avec  $T_{sat} = 80\text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $G = 150\text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $x = 0,1$  et  $\beta = 0^{\circ}$

Ayant accès à la proportion de bouchons de liquide ainsi qu'au paramètre de symétrie de chaque écoulement, il est possible de définir des critères seuils sur ces deux paramètres caractérisant les transitions des trois régimes rencontrés : les régimes intermittent, stratifié et annulaire.

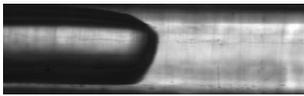
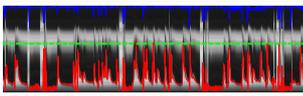
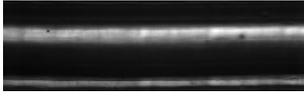
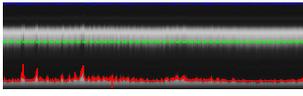
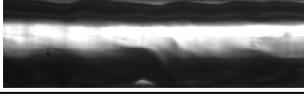
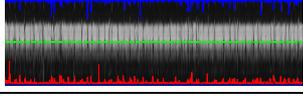
Le régime intermittent est caractérisé par la présence de bouchons de liquide. Ces écoulements sont appelés usuellement écoulements à poches et bouchons ou écoulements à bulles allongées dans le cas d'une forte coalescence. Dans le cas de la campagne présente, ils sont classés dans la catégorie « écoulements intermittents » et sont caractérisés par une proportion de profils de phase liquide seule supérieure à 1 % sur l'ensemble des profils de gris obtenus comme cela est présenté dans le tableau 3-2.

L'écoulement stratifié est caractérisé par la présence de deux phases continues séparées, la phase vapeur circulant au-dessus de la phase liquide. Dans le cas d'un écoulement en macro-canal, celui-ci peut se modéliser en considérant une interface vapeur-liquide droite et horizontale. En revanche, en mini-canal, le couplage de l'inertie de la phase liquide et de la capillarité a pour effet de faire remonter le liquide sur la paroi interne du tube. Par conséquent, un film mince se forme en haut de l'écoulement

bien que l'écoulement soit asymétrique. Ainsi, dans le cadre de l'étude présente, les écoulements sont considérés comme stratifiés quand la fréquence de phase liquide est inférieure à 1 % et quand le paramètre de symétrie de l'écoulement est inférieur à 0,95. Ce régime d'écoulement est identifié aux régimes stratifiés lisses et à vagues utilisés pour les cartes d'écoulements de Barnea (1987). Une image caractéristique ainsi que l'évolution temporelle des positions des interfaces sont présentées dans le tableau 3-2.

L'écoulement annulaire est caractérisé par la présence d'une phase vapeur au centre de l'écoulement entouré d'une phase liquide. Il est centré et comprend deux régimes selon la forme de l'interface : le régime annulaire lisse et le régime annulaire à vagues. Dans le cas présent, ces deux régimes ne sont pas distingués. Le régime annulaire est par conséquent caractérisé par une fréquence de phase liquide inférieure à 1 % et un paramètre de symétrie supérieur à 0,95. Une image caractéristique ainsi que l'évolution temporelle des positions des interfaces sont présentées dans le tableau 3-2.

Tableau 3-2 : Images représentatives, évolutions temporelles et critères de symétries et pourcentages de bouchon des régimes intermittent, stratifié et annulaire

Régime	Image représentative	Evolution temporelle	Symétrie $s$ [-]	Pourcentage de bouchon [-]
Intermittent			-	> 1%
Stratifié			< 0,90	< 1%
Annulaire			> 0,90	< 1%

Ayant défini des critères de distinction des différents écoulements rencontrés en configuration incliné, l'évolution de la symétrie et des régimes des écoulements avec les paramètres d'écoulement ainsi que l'inclinaison est analysée dans les sections suivantes.

### 3.2 Analyse des écoulements en configuration horizontale pour un diamètre de 3 mm

Au cours de sa thèse, Charnay (2014) a mené une étude poussée sur l'évolution des régimes d'écoulement avec la température de saturation, utilisant la section test horizontale de 3 mm de diamètre intérieur. Dans cette section, ses principales conclusions sont dans un premier temps rappelées, puis complétées par une étude approfondie de l'évolution de la symétrie des écoulements rencontrés dans cette configuration.

#### 3.2.1 Evolution des régimes d'écoulement avec la température de saturation

L'étude de Charnay (2014) porte sur les régimes d'écoulements saturés de R-245fa en configuration horizontale pour un diamètre intérieur de 3 mm (section test horizontale présentée dans la section 2.1.2). Cette étude distingue quatre régimes d'écoulements diphasiques : le régime intermittent, le régime annulaire, le régime d'assèchement et le régime de brouillard. Tout comme dans la présente étude, les régimes intermittents sont caractérisés par la fréquence de bouchon non nulle au contraire des écoulements annulaires.

L'étude ayant été réalisée avec une gamme de température de saturation s'étendant de 60 °C à 120 °C, elle permet de distinguer différents comportements des régimes d'écoulements avec l'augmentation de

la température de saturation. En effet, il apparaît que quand la température de saturation augmente, les bulles de vapeur rétrécissent, leur fréquence et leur vitesse augmentent. De plus, l'apparition du régime intermittent et du régime d'assèchement est favorisée par l'augmentation de la température de saturation. Enfin, quand la température de saturation augmente, l'épaisseur du film du bas du tube augmente, ce qui équivaut à une diminution de la symétrie de l'écoulement. Ainsi, dans cette gamme de température de saturation, la stratification de l'écoulement plus ou moins prononcée traduit un comportement de type macro-canal. En revanche, les transitions observées du régime intermittent au régime annulaire sont en adéquation avec ce qui est observé en micro-canal. De ce fait, l'étude des régimes d'écoulement menée par Charnay (2014) décrit des transitions de comportements caractéristiques d'un écoulement en mini-canal.

L'évolution de la stratification de l'écoulement avec la température de saturation observée par Charnay (2014) est décrite et analysée quantitativement par Donniacuo et al. (2015). Pour ce faire, une méthode de mesure d'épaisseurs de film a été développée reposant sur la visualisation de l'écoulement à l'aide d'une caméra rapide. L'accès aux épaisseurs de film permet de quantifier la position du centre du corps de vapeur par l'introduction du paramètre d'excentricité, défini comme suit :

$$ecc = \frac{\text{position du centre du corps de vapeur depuis le bas} - \text{rayon intérieur}}{\text{rayon intérieur}} \quad (3-8)$$

Donniacuo et al. (2015) montrent notamment que plus la température de saturation est grande, plus l'écoulement est stratifié. Dans le cas où la température de saturation est de 40 °C et la vitesse massique de 300 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>, l'excentricité est nulle et n'évolue pas avec le titre en vapeur alors qu'à 100 °C, l'amplitude d'évolution de l'excentricité est maximale. Cette évolution est notamment analysée à l'aide du nombre de Bond et du nombre de Froude vapeur. La température de saturation augmentant, le nombre de Bond augmente alors que le nombre de Froude vapeur diminue, traduisant l'effet augmenté des forces de gravité sur l'équilibre dynamique de l'interface liquide-vapeur. Ceci a pour effet de stratifier l'écoulement.

L'évolution de la stratification et des régimes de l'écoulement avec le nombre de Bond, pour un écoulement saturé de R-245fa dans une conduite de 3 mm, traduit un comportement de type mini-canal et est conditionnée à la fois par le confinement de l'écoulement et par son orientation. Ainsi, dans l'étude présente, il est proposé de corréler l'évolution de la symétrie de l'écoulement avec les paramètres d'écoulement. Cette corrélation se base sur les données expérimentales et des données de la littérature s'inscrivant dans l'étude des régimes d'écoulement en mini et macro-canal. Ceci permet de mieux quantifier les effets relatifs des forces mises en jeu dans l'équilibre de l'interface liquide-vapeur en mini et macro-canaux horizontaux. La compréhension de l'évolution de la symétrie avec le confinement et l'inclinaison de l'écoulement est ensuite étoffée grâce à l'étude de la symétrie menée sur la section test inclinable de 1,6 mm de diamètre intérieur. Cette étude est enfin complétée par l'étude de l'effet du confinement et de l'inclinaison de l'écoulement sur les transitions de régimes adiabatiques.

### 3.2.2 Evolution de la symétrie en configuration horizontale

La méthode de détection des interfaces présentée dans la section 3.1 permet de caractériser l'épaisseur des films liquides en haute et en bas du tube. Un exemple d'évolution de ces épaisseurs avec le titre en vapeur pour une vitesse massique de 200 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup> et des températures de saturation comprises entre 20 °C et 100 °C est présenté sur la figure 3-7. L'épaisseur du bas apparaît comme étant en moyenne dix fois supérieure à celle du haut. Les deux épaisseurs de films mesurées décroissent avec le titre en

vapeur. Contrairement à l'épaisseur du haut, l'épaisseur du bas augmente clairement avec la température de saturation.

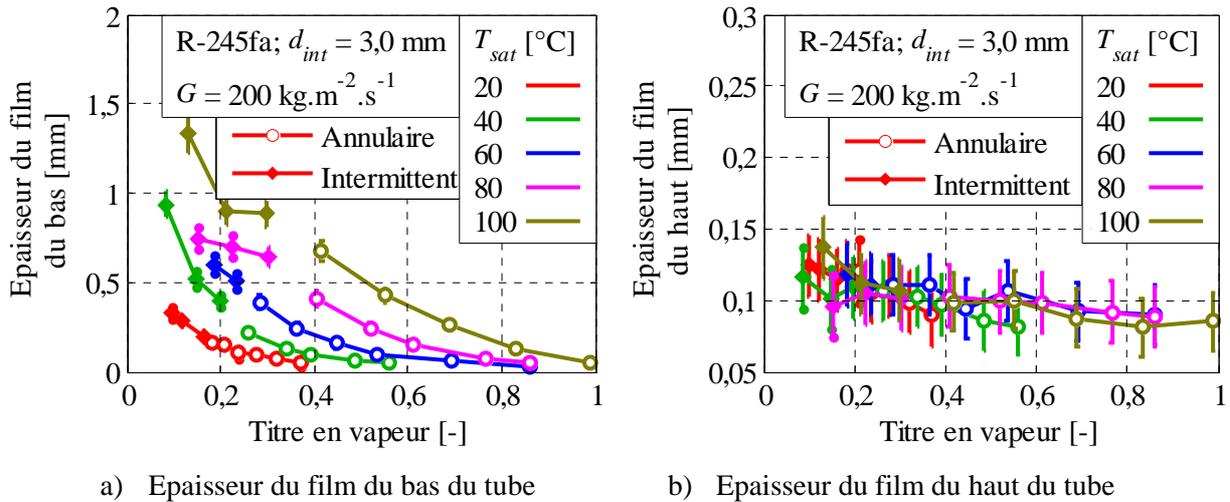


Figure 3-7 Evolution des épaisseurs du film du bas (a) et du haut (b) du mini-canal pour plusieurs températures de saturation pour un diamètre intérieur de 3 mm

L'évolution des épaisseurs du film du bas et du haut du mini-canal affecte la symétrie de l'écoulement diphasique. Ainsi, en mesurant ces épaisseurs, il est possible de tenir compte de l'évolution de la symétrie en introduisant le paramètre  $s$  présenté dans la section 3.1.2. La figure 3-8 présente l'évolution de la symétrie  $s$  avec le titre en vapeur pour une vitesse massique de  $200 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et des températures de saturation de 20, 40, 60, 80 et  $100 \text{ °C}$ . Il est observé que plus le titre en vapeur est grand, plus l'écoulement est centré, ce qui correspond au cas limite où  $s = 1$ . De plus, l'écoulement tend à être de plus en plus symétrique quand la température de saturation décroît.

La figure 3-9 présente l'évolution de la symétrie pour plusieurs vitesses massiques de 50, 100, 200, 300 et  $400 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et une température de saturation de  $60 \text{ °C}$ . Il apparaît que plus l'écoulement est rapide, plus il est centré.

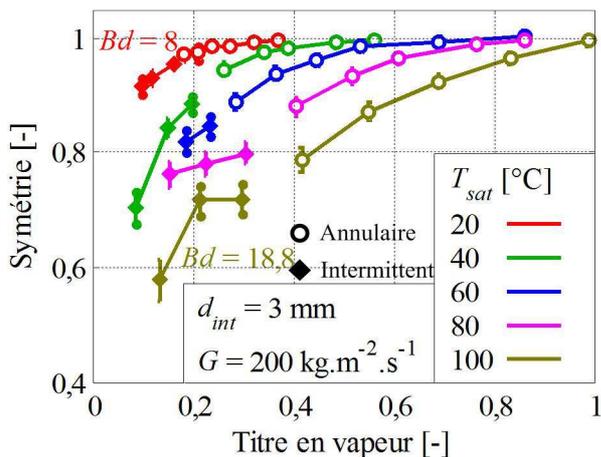


Figure 3-8 Evolution de la symétrie  $s$  avec le titre en vapeur pour différentes températures de saturation et une vitesse massique de  $200 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$

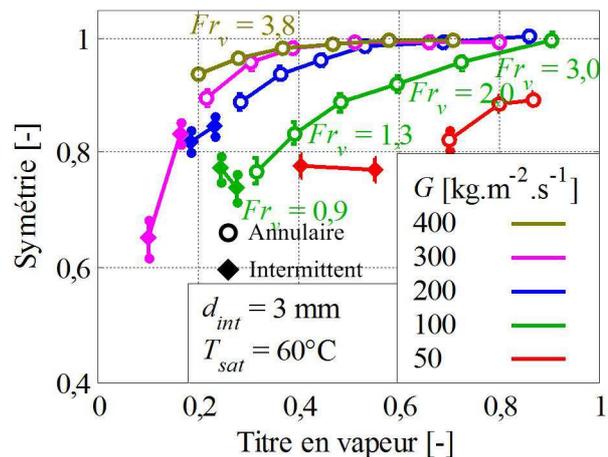


Figure 3-9 Evolution de la symétrie  $s$  avec le titre en vapeur pour différentes vitesses massiques et une température de saturation de  $60 \text{ °C}$

Ces observations sur le comportement de l'écoulement saturé de R-245fa avec la vitesse massique, le titre en vapeur et la température de saturation peuvent être analysées en considérant les différentes forces mises en jeu dans l'équilibre liquide-vapeur. Dans la présente étude, il est considéré que l'évolution de la symétrie est affectée par trois types de forces : les forces inertielles, de gravité et de capillarité. Ainsi, pour évaluer les effets relatifs de ces forces sur les deux phases de l'écoulement, le nombre de Bond ainsi que le nombre de Froude vapeur sont considérés.

Le nombre de Froude vapeur permet de comparer l'intensité des forces d'inertie de la phase vapeur à celle de la poussée d'Archimède. D'après l'équation (3-1), quand la vitesse massique augmente, le nombre de Froude vapeur augmente également. Cela implique que les effets inertiels comparés à ceux de la poussée d'Archimède augmentent. Ainsi, la poussée d'Archimède ayant pour effet d'excentrer l'écoulement alors que l'inertie le centre, la symétrie augmente. De plus, le nombre de Froude vapeur diminue avec le diamètre, ce qui est cohérent avec le fait que plus le diamètre est grand, plus les écoulements diphasiques sont excentrés. Enfin, quand le titre en vapeur augmente, le nombre de Froude vapeur augmente également, ce qui correspond à une phase vapeur prenant plus de volume dans l'écoulement et donc à un écoulement plus centré.

Quand la température d'écoulement augmente, la différence entre les masses volumiques des deux phases décroît ainsi que la tension de surface. Néanmoins, la différence de masses volumiques décroît plus lentement que la tension de surface avec la température. Ceci a pour effet d'augmenter l'effet relatif de la poussée d'Archimède sur les forces capillaires, ce qui se traduit par un nombre de Bond plus élevé. L'écoulement diphasique est par conséquent plus excentré.

L'évolution du paramètre  $s$  avec les nombres de Bond et de Froude vapeur est ainsi résumée dans le tableau 3-3.

Tableau 3-3 Evolution qualitative de la symétrie avec les nombres de Bond et de Froude vapeur

Bd	↗	$s$	↘
Fr <sub>vap</sub>	↗	$s$	↗

La détermination expérimentale du paramètre de symétrie de l'écoulement pour différentes configurations permet de mieux appréhender l'équilibre des forces régissant la structure des écoulements diphasiques

### 3.2.3 Méthodes de prédiction de la symétrie disponibles dans la littérature

Une bonne prédiction de ce paramètre permettrait ainsi d'améliorer la fiabilité des autres modèles dépendant de la configuration de l'écoulement, tels que les modèles de pertes de charge ou de coefficient d'échanges thermiques.

#### 3.2.3.1 Présentation des corrélations existantes

Plusieurs études ayant pour objet de prédire quantitativement l'évolution de la symétrie en fonction des paramètres d'écoulement sont disponibles dans la littérature. Par exemple, Cioncolini et Thome (2013), Schubring et Shedd (2009) et Hurlburt et Newell (1997) ont proposé de prédire cette évolution à travers différentes corrélations construites en fonction de groupements adimensionnels. Ces corrélations ont toutes été établies à partir de bases de données en écoulement annulaire faiblement asymétrique. Ces différents travaux caractérisent la symétrie de l'écoulement avec des rapports d'épaisseurs de films appelés excentricités. Deux types d'excentricités sont utilisés, selon les épaisseurs de film considérés :

$$ecc_{ratio} = \frac{t_{haut}}{t_{bas}} \quad (3-9)$$

$$ecc_{moy} = \frac{t_{moy}}{t_{bas}} \quad (3-10)$$

$t_{moy}$  est l'épaisseur moyenne de film. Elle est calculée à partir de la mesure d'épaisseurs pour plusieurs angles le long de la circonférence interne du canal. Les angles choisis pour les mesures des différentes études prises en compte dans la bibliographie dépendent des études et sont tous pris en compte dans le calcul de  $t_{moy}$ .

Hurlburt et Newell (1997) ont proposé de prédire l'évolution de l'excentricité pour une base de données obtenue avec des écoulements air-eau en macro-canaux et ce pour différents diamètres. Leur méthode de prédiction, basée sur une étude bibliographique ainsi que sur une campagne expérimentale a abouti à l'équation :

$$ecc_{moy} = 0,2 + 0,7 \left( 1 - e^{-\frac{1}{75} \left( \frac{x}{1-x} \right)^{0,5} Fr_{hn} - 20} \right) \quad (3-11)$$

Cette équation est valide pour  $\left( \frac{x}{1-x} \right)^{0,5} Fr_{hn} > 20$  avec  $Fr_{hn} = \frac{xG}{\rho_{vap}(gd_{int})^{0,5}}$

Schubring et Shedd (2009) ont également développé une corrélation pour des écoulements air-eau en macro-canaux. Cette corrélation a été obtenue uniquement à partir des tests réalisés lors de l'étude et sa formulation est la suivante :

$$ecc_{ratio} = 1 - \exp(-0,63Fr_{ss}) \quad (3-12)$$

$$\text{avec } Fr_{ss} = \frac{xG}{\rho_{liq}(gt_{moy})^{0,5}} \quad (3-13)$$

L'épaisseur moyenne utilisée pour le calcul du nombre de Froude  $Fr_{ss}$  est obtenue à l'aide d'une corrélation empirique :

$$\frac{t_{moy}}{d_{int}} = \frac{4,7}{x} \left( \frac{\rho_{vap}}{\rho_{liq}} \right)^{\frac{1}{3}} \left( \frac{Gd_{int}}{\mu_{liq}} \right)^{-\frac{2}{3}} \quad (3-14)$$

Enfin, les corrélations proposées par Cioncolini et Thome (2013) utilisent les deux définitions d'excentricité introduites dans la littérature. Elles ont été obtenues à partir de bases de données bibliographiques pour des macro-canaux en écoulements air-eau. Leurs formulations sont les suivantes :

$$ecc_{ratio} = \frac{0,0789Fr_v^{1,90}}{1 + 0,0789Fr_v^{1,90}} \quad (3-15)$$

$$ecc_{moy} = \frac{0,366Fr_v^{1,45}}{1 + 0,366Fr_v^{1,45}} \quad (3-16)$$

Ces équations sont valides pour un nombre de Froude vapeur supérieur à 1 et calculées avec la définition du nombre de Froude vapeur de l'équation (3-1).

Ces trois études ont été menées avec un grand nombre de points expérimentaux et bibliographiques. De plus, l'ensemble de ces études a permis de considérer des mesures d'épaisseurs de film pour une grande variété de conditions, en particulier en matière de diamètres internes. Le tableau 3-4 présente les gammes de diamètre interne, de titre en gaz ou vapeur, de symétrie  $s$ , de nombre de Froude vapeur, de nombre de Bond ainsi que de nombre de points considérés pour chaque base de donnée des études mentionnées et dans la présente base de données expérimentales.

Tableau 3-4 : Etendues des bases de données bibliographique et de la présente étude

	Fluide	$d_{int}$ [mm]	$x$ [-]	$s$ [-]	Points [-]	Bd [-]	$Fr_{vap}$ [-]
Hurlburt & Newell (1997)	Air-eau	23→95	0,07→0,96	0,82→1,00	105	87→347	0,7→9,8
Schubring & Shedd (2009)	Air-eau	8,8→26,3	0,11→0,76	0,99→1,00	206	10→93	2,2→9,7
Cioncolini & Thome (2013)	Air-eau	12→95	0,03→0,96	0,82→1,00	182	8,9→1200	0,7→9,8
Masala et al. (2007)	Air-eau	21	0,04→0,21	0,84→0,89	6	59	0,3
Ong & Thome (2011)	R-236fa R-245fa	1,03	0,16→0,69	0,71→1,00	12	1,1→1,5	1,2→7,9
Donniacuo et al. (2015)	R-245fa	2,95	0,1→0,82	0,83→1,00	41	9,2→18,6	1,8→11
Tests sur le banc actuel	R-245fa	2,95	0,06→0,99	0,35→1,00	229	7,7→19,1	0,4→8,3
Total		1,03→95	0,03→1,00	0,35→1,00	676	1,1→1200	0,3→11

Dans l'étude présente, 63 mesures ont été réalisées avec un paramètre de symétrie  $s$  inférieur à 0,71, ce qui correspond à la limite inférieure des autres études dédiées à la détermination d'une corrélation sur l'asymétrie. Cela représente 8 % de la base de données totale et 28 % de la base de données réalisée avec la section test horizontale. D'un point de vue géométrique, cela signifie que les écoulements diphasiques reproduits sur le banc d'essais sont plus asymétriques que dans les études passées. Ceci est principalement dû au fait que les études passées ne considéraient que des écoulements annulaires alors que dans le cas présent, des écoulements intermittents, plus asymétriques, sont également pris en compte.

### 3.2.3.2 Analyse statistique des méthodes de prédiction de l'excentricité

Les prédictions des trois corrélations présentées sont analysées à partir des 676 points de la base de données totale. Cette évaluation est dans un premier temps faite en représentant l'excentricité prédite par les quatre corrélations en fonction des mesures réalisées sur l'ensemble de la base de données. Dans la figure 3-10, les points de la base de données qui ne respectent pas les critères fournis avec les corrélations sont représentés en gris clair.

La comparaison quantitative entre ces corrélations peut être envisagée par le calcul de différents indicateurs statistiques. L'analyse de la dispersion des prédictions est faite en comparant le pourcentage de points de données prédits avec moins de 50 % d'erreur relative pour les trois corrélations ainsi que la moyenne des valeurs absolues des erreurs relatives, calculée comme suit :

$$MAPE = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left| \frac{ecc_{pred,i} - ecc_{mes,i}}{ecc_{mes,i}} \right| \quad (3-17)$$

Afin d'évaluer si les excentricités mesurées sont globalement surestimées ou sous-estimées, l'erreur relative moyenne est un indicateur statistique approprié :

$$MPE = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{ecc_{pred,i} - ecc_{mes,i}}{ecc_{mes,i}} \quad (3-18)$$

L'écart-type des valeurs absolues des erreurs relatives est également introduit pour donner une information sur la distribution des erreurs relatives. Plus cet indicateur est faible, plus l'ensemble des points de données sera prédit avec une précision similaire.

$$SAPE = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left( \left| \frac{ecc_{pred,i} - ecc_{mes,i}}{ecc_{mes,i}} \right| - MAPE \right)^2} \quad (3-19)$$

La corrélation de Hurlburt et Newell (1997) ainsi que la corrélation de Cioncolini et Thome (2013) définie avec l'épaisseur moyenne sous-estiment l'excentricité issue des mesures, ce qui est indiqué par un MPE positif. Au contraire, les corrélations de Schubring et Shedd (2009) et de Cioncolini et Thome (2013) définie avec l'épaisseur du haut surestiment l'excentricité. Les fortes valeurs des MAPE, MPE et SAPE concernant la corrélation de Schubring et Shedd (2009) sont directement liées à la gamme du paramètre de symétrie pour cette étude. En effet, toutes les mesures réalisées pour l'élaboration de leur base de données ont été faite avec une symétrie  $s$  supérieure à 0,99. Ainsi, cette étude rapporte un comportement asymptotique d'écoulements diphasiques très légèrement asymétriques, ce qui correspond à une faible part de l'ensemble de la base de données. Le SAPE pour la prédiction utilisant l'épaisseur haute de Cioncolini et Thome (2013), particulièrement élevé en comparaison du MAPE indique que la qualité de prédiction de cette corrélation est très hétérogène sur l'ensemble de la base de donnée, ce qui est corroboré par la distribution des points sur le graphe de la figure 3-10 c). En revanche, les deux corrélations avec la définition en épaisseur moyenne de Hurlburt et Newell (1997) et de Cioncolini et Thome (2013) présentent des indicateurs statistiques de dispersion plus faibles, ce qui indique une meilleure capacité de prédiction. Toutefois, aucune des corrélations proposées dans la littérature n'est totalement satisfaisante, ce qui justifie le développement d'une nouvelle corrélation construite sur l'ensemble des points de la base de données.

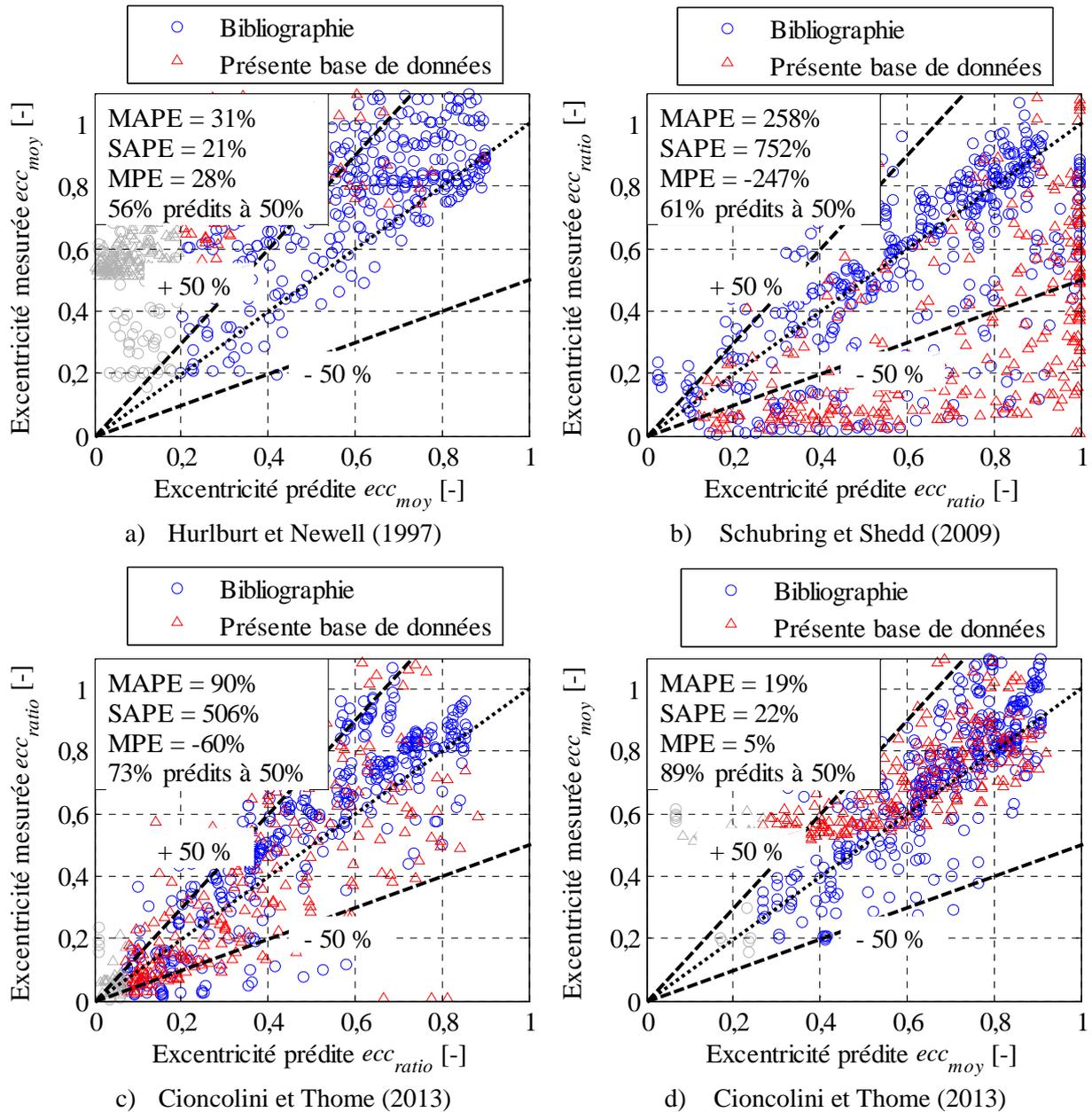


Figure 3-10 Excentricité mesurée en fonction de l'excentricité prédite pour les corrélations de a) Hurlburt et Newell (1997), b) Schubring et Shedd (2009), c) et d) Cioncolini et Thome (2013)

### 3.2.4 Développement d'une nouvelle corrélation

La description qualitative de la dépendance de la symétrie avec les paramètres d'écoulements a montré que plusieurs groupements adimensionnels peuvent être utilisés pour décrire les conditions d'écoulement, par exemple le nombre de Froude vapeur et le nombre de Bond, prenant en compte l'inertie, la poussée d'Archimède et les forces capillaires. L'évolution observée de la symétrie avec ces groupements suggère ainsi de corréler les mesures de symétrie  $s$  provenant de la base de données avec des nombres sans dimension.

#### 3.2.4.1 Comportement de la fonction de corrélation avec les paramètres de base

Pour choisir la forme de la corrélation, il est nécessaire de respecter les valeurs limites de  $s$  qui sont 0 et 1. L'évolution monotone de la symétrie avec le nombre de Froude vapeur et le nombre de Bond

suggère également de choisir une fonction qui soit monotone pour chaque groupement adimensionnel. La fonction utilisée pour respecter ces restrictions mathématiques peut être de la forme suivante :

$$S = \frac{1}{1+k \prod_{i=1}^N P_i^{\gamma_i}} \quad (3-20)$$

où  $k$  est un facteur multiplicatif supérieur à zéro à déterminer,  $P_i$  est le  $i$ -ème groupement adimensionnel,  $\gamma_i$  le  $i$ -ème exposant à déterminer.

Tous les coefficients de la corrélation sont obtenus au moyen d'une méthode non-linéaire utilisant la fonction *fminsearch* sous environnement Matlab et basée sur la minimisation de l'écart quadratique moyen défini comme :

$$MSE = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (s_{mes,i} - s_{pred,i})^2 \quad (3-21)$$

Une première recherche de coefficient est menée en considérant comme paramètres de base décrivant l'écoulement les titres, masses volumiques et viscosités des deux phases ainsi que la tension de surface, la vitesse massique et le diamètre. Cette optimisation permet d'obtenir une première distribution du paramètre  $s$  pour les points de la base de données. Cette distribution est présentée figure 3-11.

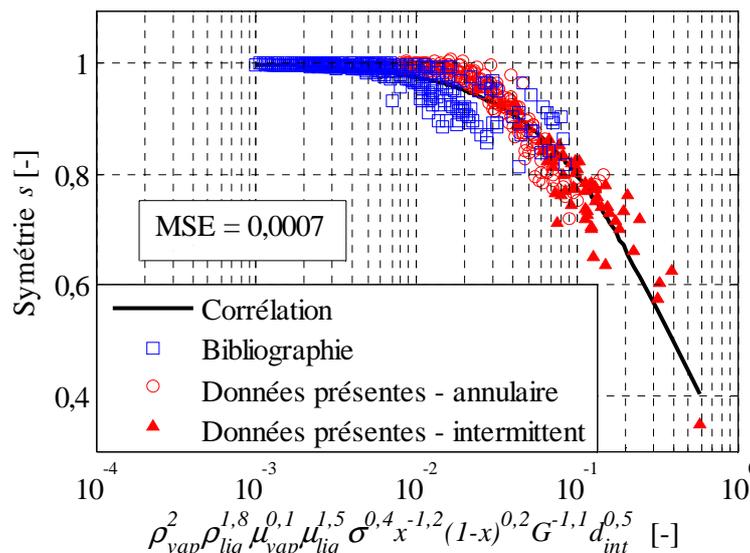


Figure 3-11 Corrélation avec les paramètres de base

Les exposants  $\gamma_i$  obtenus avec cette optimisation permettent une bonne représentation de l'évolution de la symétrie pour la base de données. Néanmoins, l'algorithme d'optimisation implique de déterminer dix paramètres qui ont des impacts sur l'optimisation qui doivent être caractérisés. Dans le but de quantifier l'impact des exposants obtenus sur l'optimum trouvé, une étude de sensibilité a été menée.

L'algorithme utilisé est basé sur la recherche des exposants permettant de minimiser l'écart quadratique moyen entre les mesures et les prédictions (MSE). Le MSE peut être plus ou moins affecté par des variations des exposants durant la recherche du minimum global. Par conséquent, l'étude de sensibilité consiste à imposer une valeur donnée à l'exposant dont l'impact sur le MSE est testé et de lancer l'optimisation sur les autres exposants. Si la valeur imposée diffère de celle trouvée par optimisation globale, le MSE est par conséquent plus élevé que celui trouvé pour le minimum

global. Ainsi, l'évolution du MSE en fonction de la valeur de l'exposant fixé donne une image de l'impact de l'exposant sur l'optimisation globale. Si le MSE est fortement affecté par l'exposant fixé, cela signifie que le paramètre physique associé a une forte influence sur la symétrie de l'écoulement et que son effet ne peut être compensé par les autres paramètres. Au contraire, si le MSE est peu affecté par la valeur de l'exposant fixé, cela implique soit que le paramètre physique associé a un faible effet sur la symétrie soit que cet effet est numériquement compensé par un ou plusieurs autres paramètres.

L'évolution du MSE en fonction des exposants imposés pour chaque paramètre est présentée figure 3-12. Il apparaît que le MSE est plus affecté par les exposants sur le titre en vapeur, le titre en liquide, la vitesse massique et le diamètre interne que par les paramètres thermophysiques. Par conséquent, les valeurs déterminées par l'algorithme des exposants liés aux paramètres thermophysiques  $\rho_{vap}$ ,  $\rho_{liq}$ ,  $\mu_{vap}$ ,  $\mu_{liq}$  et  $\sigma$  ont une faible signification physique. Par exemple, l'exposant sur la viscosité de la vapeur pourrait être imposée de -1 à 1 sans pour autant affecter la forme de la distribution présentée figure 3-11.

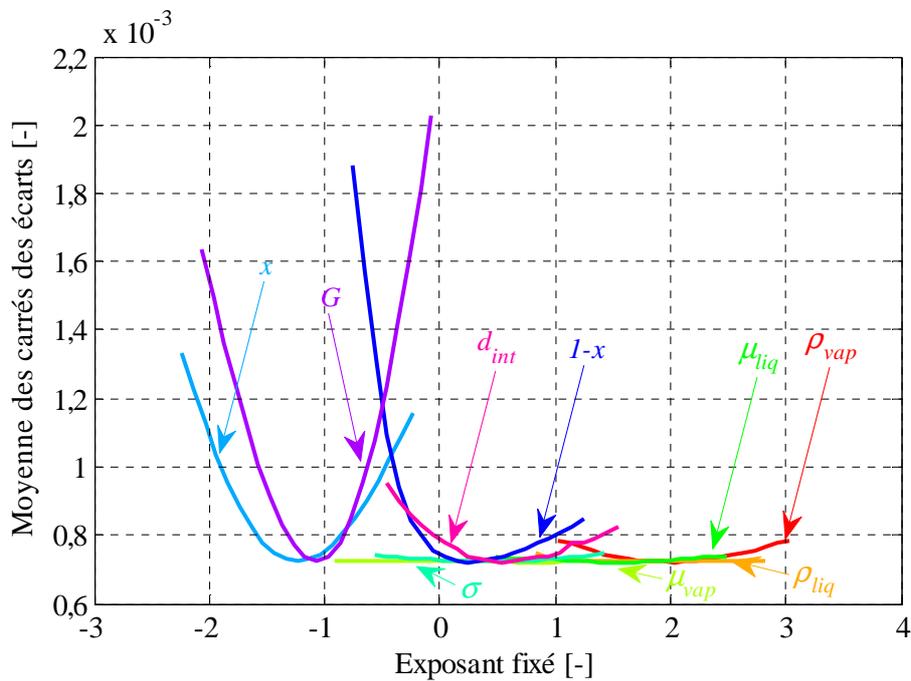


Figure 3-12 Evolution du MSE avec les exposants fixés des paramètres de base

La différence entre ces deux groupes de paramètres suggère que la méthode d'optimisation est plus sensible à la valeur des exposants liés au titre en vapeur, à la vitesse massique et au diamètre interne. Cette observation est corroborée par les corrélations statistiques de la présente base de données. En effet, l'analyse des corrélations statistiques de la base de données permet de tenir compte des dépendances linéaires entre tous les paramètres de base et donc d'éventuelles compensations. Cette analyse est menée grâce au calcul des coefficients de corrélation linéaire pour chaque paire de paramètres ( $P_i, P_j$ ) :

$$Corr(P_i, P_j) = \frac{E(P_i P_j) - E(P_i)E(P_j)}{\sigma_{P_i} \sigma_{P_j}} \quad (3-22)$$

avec  $E(X)$  l'espérance et  $\sigma_X$  l'écart-type de  $X$ .

Le coefficient de corrélation est égal à 1 ou -1 quand les deux paramètres sont linéairement dépendants au sein de la base de données. Il vaut 0 quand ils sont indépendants. Par exemple, dans le cas de la base de données, la tension de surface est fortement corrélée à la viscosité liquide alors qu'elle est très faiblement corrélée à la vitesse massique. Cette analyse permet d'avoir une image de la validité des exposants obtenus et de détecter d'éventuels biais statistiques liés à la constitution de la base de données. Les valeurs absolues des coefficients de corrélations pour chaque paire de paramètres sont fournies tableau 3-5.

Tableau 3-5 : Coefficients de corrélation linéaire entre les paramètres de base des points de la présente base de données

$ Corr(P_i, P_j) $	$\rho_{vap}$	$\rho_{liq}$	$\mu_{vap}$	$\mu_{liq}$	$\sigma$	$x$	$G$
$d_{int}$	0,49	0,61	0,65	0,70	0,67	0,09	0,21
$G$	0,05	0,10	0,08	0,06	0,05	0,26	
$x$	0,22	0,06	0,11	0,16	0,16		
$\sigma$	0,78	0,89	0,96	0,99			
$\mu_{liq}$	0,82	0,85	0,94				
$\mu_{vap}$	0,60	0,98					
$\rho_{liq}$	0,42						

Les coefficients de corrélations sont globalement plus élevés pour l'ensemble des paramètres thermophysiques. Cette dépendance linéaire est présente du fait que tous ces paramètres sont fixés par la température et la pression. Puisque ces paramètres sont fortement corrélés, leurs exposants peuvent se compenser entre eux. Cela a pour effet d'augmenter l'incertitude sur leur estimation. De plus, on peut observer une corrélation entre le diamètre interne et les paramètres thermophysiques. Ce biais statistique s'explique par le fait que la base de données réalisée avec la section test horizontale a été obtenue pour un unique diamètre et du R-245fa à différentes températures alors que la base de données bibliographique a été très majoritairement obtenue des mesures d'écoulements air-eau à la température ambiante et une large gamme de diamètres. Par exemple, la base de données expérimentale a été obtenue avec un diamètre de 3 mm et une température variant de 20 °C à 100 °C alors que la base de données de Cioncolini et Thome (2013) est constituée de points de données réalisés à température ambiante et pour des diamètres internes variant de 12 mm à 95 mm. Ce biais statistique lie artificiellement le diamètre interne avec l'ensemble des paramètres thermophysiques. Afin d'améliorer la qualité de la base de données, et ainsi la robustesse de la corrélation, plus de données expérimentales seraient requises pour déterminer plus précisément l'effet de chaque paramètre sur la symétrie de l'écoulement.

L'analyse de cette première combinaison d'exposants permet de déterminer les paramètres de base qui guident l'optimisation. Ces paramètres sont caractérisés par une forte influence de leurs exposants sur la valeur du MSE ainsi qu'une faible corrélation statistique avec les autres paramètres. Cependant, cette première forme de corrélation n'étant pas adimensionnel, il est nécessaire de regrouper les paramètres analysés en nombres sans dimension. Ainsi, le choix des groupements, crucial pour la validité de la corrélation finale, est guidé par l'identification des comportements de l'optimisation avec les paramètres de base.

### 3.2.4.2 Développement de la corrélation avec des nombres adimensionnels

Les observations précédentes sur les corrélations statistiques et sur l'évolution de l'écart quadratique moyen sont des indicateurs appropriés pour choisir les nombres adimensionnels qui vont composer la

corrélation. En particulier, la forte influence à la fois du titre en vapeur ainsi que de la vitesse massique et leur indépendance statistique suggère d'éviter de les regrouper dans un même nombre sans dimension. Ce regroupement aurait pour effet d'augmenter l'écart quadratique moyen en liant ces exposants et donc d'avoir une moins bonne prédiction de l'évolution de la symétrie. Afin de séparer la vitesse massique du titre en vapeur, un nombre de Froude vapeur seule est introduit :

$$Fr_{vap,s} = \frac{\frac{G}{\sqrt{\rho_{vap}}}}{\sqrt{g(\rho_{liq} - \rho_{vap})d_{int}}} = \frac{Fr_{vap}}{x} \quad (3-23)$$

Les titres en vapeur et en liquide sont pris en compte au moyen du paramètre de Lockhart-Martinelli. Le paramètre de Lockhart-Martinelli peut être exprimé comme fonction des coefficients de frottement des deux phases :

$$\chi = \sqrt{\frac{f_{liq}\rho_{vap}}{f_{vap}\rho_{liq}}} \left(\frac{1-x}{x}\right) \quad (3-24)$$

L'exposant du diamètre est particulièrement contraint par la formulation du nombre de Froude vapeur seule qui fait apparaître la vitesse massique, paramètre guidant l'optimisation. Par conséquent, l'emploi du nombre de Bond permet de décroître la contrainte sur l'exposant du diamètre. Une corrélation est ainsi obtenue avec le nombre de Froude vapeur seule, le nombre de Bond et le paramètre de Lockhart-Martinelli. La distribution des points de données autour de la fonction d'optimisation est représentée figure 3-13.

La nouvelle distribution est caractérisée par un écart quadratique moyen légèrement plus grand et donc par une plus grande erreur de prédiction. Ceci est dû aux contraintes introduites par les formulations des nombres sans dimension. L'influence de chaque exposant des groupements adimensionnels sur le MSE est également étudiée pour vérifier l'absence de phénomène de compensation. L'évolution du MSE avec ces exposants est présentée figure 3-14.

Les trois exposants influencent l'écart quadratique moyen avec la même intensité. Cette intensité est comparable avec celles rencontrées pour l'évolution du MSE avec les exposants du titre en vapeur, du titre en liquide ainsi que de la vitesse massique. Par conséquent, tous les exposants présentent la même importance du fait de leurs impacts comparables sur le MSE. Ces trois exposants valent respectivement 0,1, 0,9 et -1,1 pour le nombre de Bond, le nombre de Froude vapeur seule et le paramètre de Lockhart-Martinelli. La faible valeur de l'exposant du nombre de Bond suggère que la tension de surface affecte peu la symétrie de l'écoulement dans les conditions de la base de données ou que l'effet de la tension de surface n'apparaît pas du fait de compensations des autres paramètres thermophysiques. Le fait que la tension de surface puisse avoir un faible effet avec les conditions présentes peut s'expliquer par la gamme de diamètres, qui situe majoritairement l'étude dans le cadre d'écoulements en macro-canaux. De plus, la définition présente n'est affectée que par la position du centre du corps de vapeur. La tension de surface peut de fait affecter la forme de l'interface liquide-vapeur sans pour autant déplacer le centre de la phase vapeur.

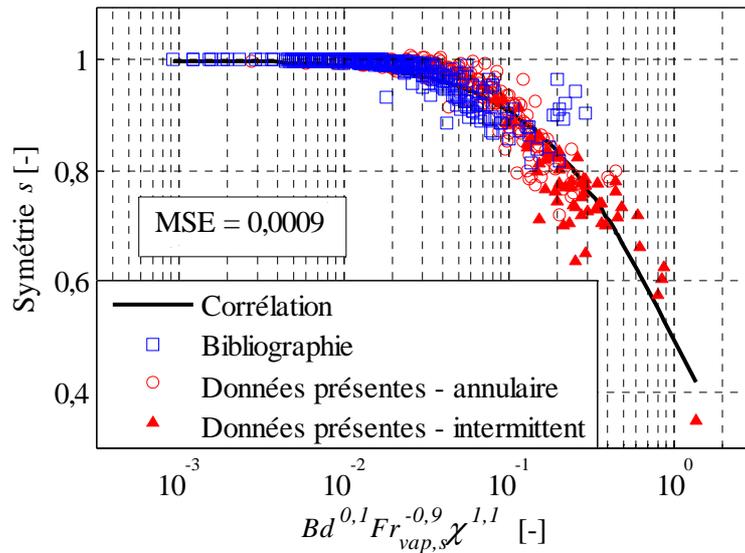


Figure 3-13 Corrélation avec le nombre de Bond, le nombre de Froude vapeur seule, et le paramètre de Lockhart-Martinelli

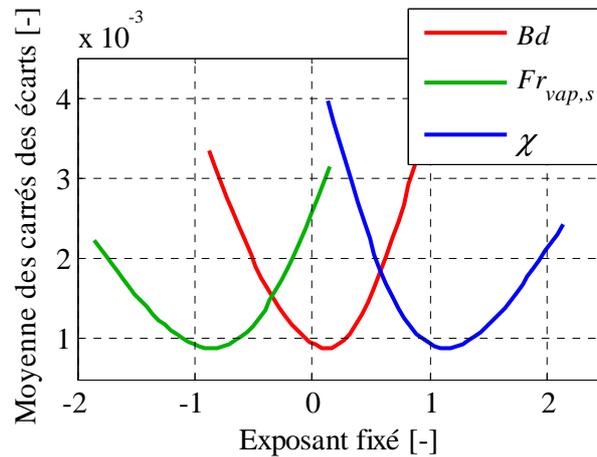


Figure 3-14 Evolution du MSE avec les exposants fixés du nombre de Bond, du nombre de Froude vapeur seule et du paramètre de Lockhart-Martinelli

Du fait de l'influence comparable des trois exposants précédemment obtenus sur la capacité de prédiction de la corrélation ainsi que de la faible augmentation du MSE obtenue par regroupement des paramètres de base, une nouvelle corrélation est ainsi proposée :

$$s = \frac{1}{1 + Bd^{0,1} Fr_{vap,s}^{-0,9} \chi^{1,1}} \quad (3-25)$$

L'optimisation avec les nombres sans dimension permet d'obtenir un coefficient multiplicatif  $k$  égal à 1, ce qui simplifie la forme de la corrélation.

La position du centre du corps de vapeur est donc influencée par l'importance relative de l'inertie par rapport à la poussée d'Archimède, ce qui est cohérent avec les précédentes corrélations proposées par Hurlburt et Newell (1997), Schubring et Shedd (2009) et Cioncolini et Thome (2013). En outre, la méthode présente révèle l'importance du paramètre de Martinelli sur la symétrie des écoulements diphasiques horizontaux en mini et macro-canaux.

### 3.2.4.3 Analyse statistique de la corrélation

Tout comme les précédentes corrélations, les capacités de prédiction de la nouvelle corrélation peuvent être analysées via l'emploi d'indicateurs statistiques. Cependant, les indicateurs précédemment introduits ne sont pas adaptés à la définition présente de la symétrie. Il est en effet préférable d'analyser la corrélation avec des indicateurs statistiques absolus, contrairement aux études précédentes présentées avec des indicateurs relatifs.

En effet, la symétrie correspond à la distance du centre du corps de vapeur ramenée au rayon intérieur comme présenté en section 3.1.2. C'est donc une grandeur relative au rayon intérieur. Par conséquent un écart absolu  $\Delta s$  de ce paramètre, qu'il soit proche du centre ( $s = 1$ ) ou proche de la paroi haute ( $s \rightarrow 0$ ) aura la même signification géométrique. Or, si on analyse cet écart d'un point de vue relatif, il sera plus grand lors d'un écoulement excentré ( $s \rightarrow 0 \Rightarrow \frac{\Delta s}{s} \rightarrow \infty$ ) que lors d'un écoulement centré ( $s = 1 \Rightarrow \frac{\Delta s}{s} = \Delta s$ ). Par conséquent, la corrélation est analysée avec des indicateurs absolus. Les capacités de prédiction de la corrélation sont présentées sur la figure 3-15.

Les indicateurs absolus utilisés sont l'erreur absolue moyenne, l'erreur moyenne et l'écart-type de l'erreur absolue dont les définitions sont les suivantes :

$$MAE = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |ecc_{pred,i} - ecc_{mes,i}| \quad (3-26)$$

$$ME = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (ecc_{pred,i} - ecc_{mes,i}) \quad (3-27)$$

$$SAE = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (|ecc_{pred,i} - ecc_{mes,i}| - MAE)^2} \quad (3-28)$$

La corrélation permet de prédire 91 % de la base de données avec une erreur absolue inférieure à 0,05, ce qui équivaut à prédire la position relative du centre du corps de vapeur avec une erreur inférieure à 5 % du diamètre interne pour 91 % des points de la base de données. Ceci montre une très bonne capacité de prédiction de la symétrie par la corrélation pour la base de données présente et est cohérent avec les faibles valeurs du MAE et du SAE.

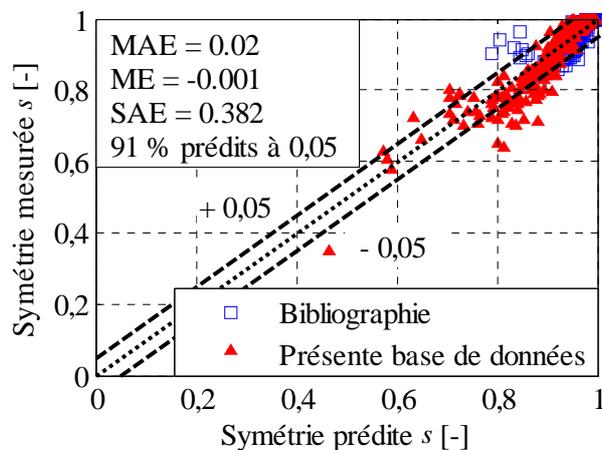


Figure 3-15 Evolution de la symétrie mesurée en fonction de la symétrie prédite par la corrélation

La comparaison entre des exemples de résultats expérimentaux et les prédictions de la corrélation est présentée dans la figure 3-16 pour des tests réalisés avec la section horizontale de 3 mm de diamètre interne ainsi que pour des points de la base de données de Laurinat et Hanratty (1982). La base de données de Laurinat et Hanratty (1982) figure dans les bases de données utilisées par Hurlburt et Newell (1997) et par Cioncolini et Thome (2013).

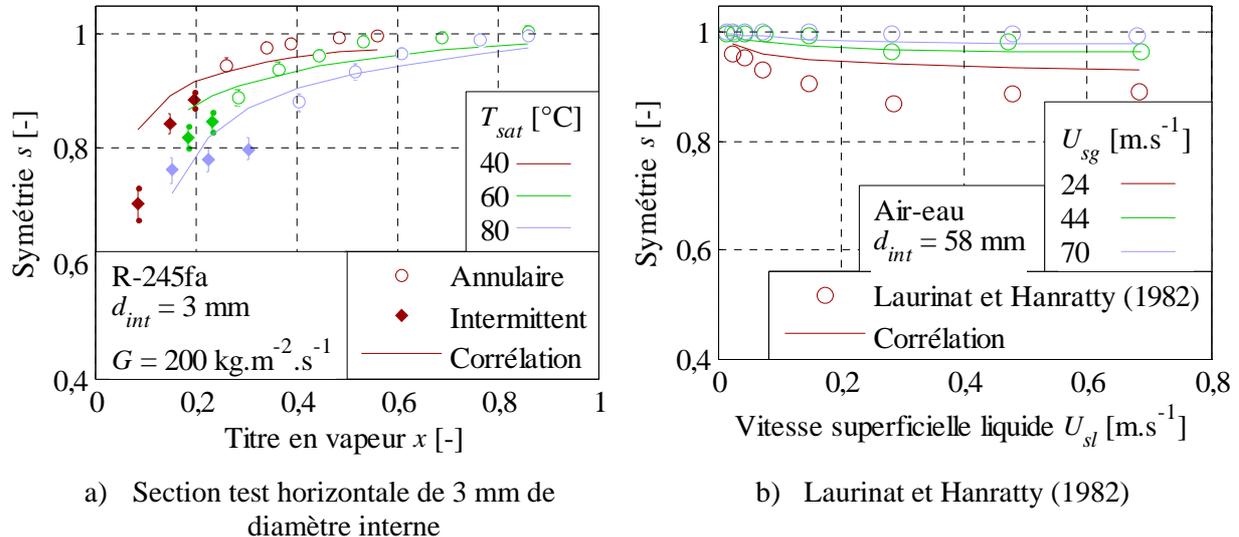


Figure 3-16 Prédiction de la symétrie pour des points de a) la base de donnée en section horizontale avec des températures de saturation de 40, 60 et 80 °C et une vitesse massique de  $200 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , b) la base de données de Laurinat et Hanratty (1982) pour des vitesses superficielles de l'air de 24, 44 et 70 m.s<sup>-1</sup>

Concernant la base de données obtenue avec la campagne de tests, la corrélation prédit la tendance générale de l'évolution de la symétrie avec le titre en vapeur. Une erreur absolue de  $\pm 0,1$  est respectée pour tous les points du régime annulaire. Cependant, la prédiction de la symétrie pour les points de données en régime intermittent est moins précise avec plusieurs points prédits avec plus de 0,1 d'erreur absolue. Concernant les prédictions des points de la base de données de Laurinat et Hanratty (1982), les écoulements les plus symétriques sont les mieux prédits. L'évolution de l'erreur absolue commise apparaît comme étant liée aux deux régimes d'écoulements considérés : intermittent et annulaire. Pour encore améliorer la prédiction de la corrélation, il pourrait être judicieux de compléter la base de données avec des points expérimentaux en régimes intermittent, ou de créer des corrélations distinctes pour chaque régime d'écoulement.

Le développement de la corrélation est conditionné par les gammes des bases de données expérimentale et bibliographique. Or, les diamètres internes rencontrés dans ces bases de données sont très majoritairement plus élevés que celui de la section test utilisée pour l'élaboration de la corrélation. De plus, ces bases de données ne considèrent que les écoulements annulaires. Par conséquent, la corrélation est à même de refléter un comportement de stratification de l'écoulement uniquement pour des écoulements horizontaux et sous condition que le confinement n'affecte pas plus la symétrie de l'écoulement.

Les mesures du paramètre de symétrie réalisées avec la section test inclinable de 1,6 mm ne sont pas assez précises pour être incluses dans la base de données générale, mais elles permettent tout de même de mener une analyse qualitative de l'effet de la réduction de diamètre et de l'inclinaison sur cette grandeur.

### 3.3 Effet de la réduction de diamètre et de l'inclinaison sur le paramètre de symétrie

#### 3.3.1 Effet de la réduction du diamètre hydraulique sur le paramètre de symétrie $s$ en configuration horizontale

D'après les observations faites en section 3.2.2, quand le nombre de Bond diminue, le paramètre de symétrie augmente. De plus, quand le nombre de Froude vapeur augmente, le paramètre de symétrie augmente également. Or, la réduction de diamètre interne a pour effet de diminuer ces deux nombres sans dimension. Ainsi, il est attendu que les écoulements soient plus symétriques dans le cadre de l'étude avec la section de 1,6 mm de diamètre interne. De même, la corrélation proposée prédit quantitativement cette tendance comme présenté en figure 3-17.

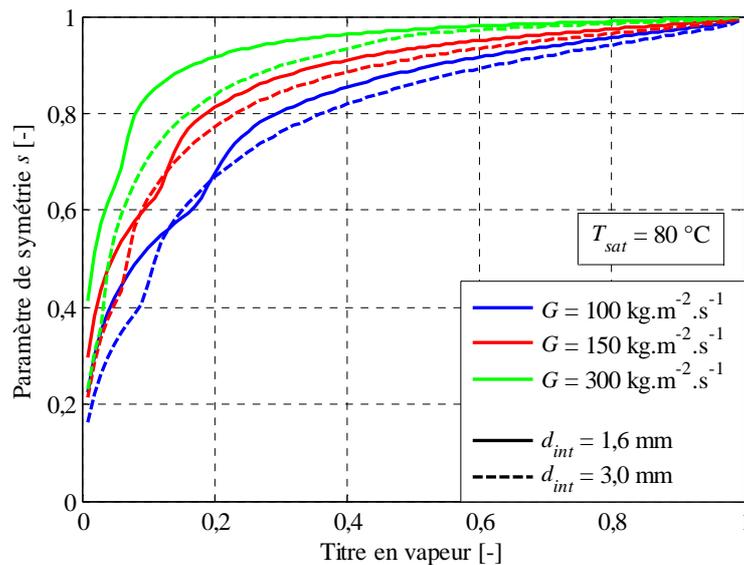


Figure 3-17 Evolution du paramètre de symétrie  $s$  prédit par la corrélation en fonction du titre en vapeur pour  $T_{sat} = 80$  °C,  $d_{int} = 1,6$  mm et de 3 mm et  $G = 100$  kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>,  $150$  kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup> et  $300$  kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>

La mesure des épaisseurs apparentes de film permet d'accéder aux paramètres de symétrie des écoulements rencontrés avec la section test inclinable et ce notamment, en configuration horizontale. Ceci permet de comparer les paramètres de symétrie mesurés avec les prédictions de la corrélation pour cette configuration. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 3-18.

La figure 3-18 montre que la corrélation est à même de prédire le paramètre de symétrie des écoulements annulaires avec une erreur absolue inférieure à 0,1. Cependant, la corrélation prédit des paramètres de symétrie pour les écoulements intermittents bien en-deçà des paramètres de symétrie mesurés. Ceci peut s'expliquer par la gamme de diamètres internes des études ayant permis l'élaboration de la base de données bibliographique. Cette gamme permet l'application de la corrélation aux macro-canaux et à une partie des mini-canaux.

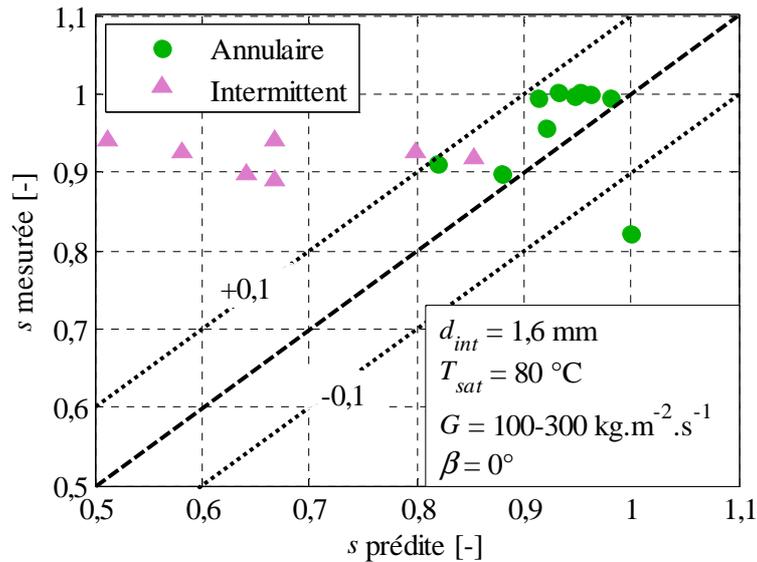


Figure 3-18 Evolution de la symétrie mesurée en fonction de la symétrie prédite par la corrélation

Ainsi, la réduction de diamètre exacerbant l'effet des forces capillaires sur la physionomie de l'écoulement, les paramètres de symétrie constatés reflètent un comportement nettement plus symétrique que celui anticipé par la corrélation. Pour autant, il est également constaté une évolution de la symétrie avec les conditions expérimentales, ce qui ne reflète pas un comportement de type micro-canal. Il est donc proposé d'étudier l'effet de l'inclinaison sur la symétrie de l'écoulement.

### 3.3.2 Effet de l'inclinaison sur l'évolution du paramètre de symétrie $s$

L'évolution de la symétrie de l'écoulement en fonction du titre en vapeur, de la vitesse massique et de l'angle d'inclinaison est présentée sur les graphes de la figure 3-19 pour la totalité des conditions expérimentales testées. Il apparaît que tous les écoulements observés en configuration verticale ascendante ou descendante sont centrés, leur paramètre de symétrie étant supérieur à 1. En effet, les forces de gravité s'exerçant dans le sens de l'écoulement, la vapeur se situe en moyenne au centre de l'écoulement. Les écoulements les plus asymétriques sont constatés pour des vitesses massiques de 100 et de 150  $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , des titres en vapeurs de l'ordre de 0,1 et un angle d'inclinaison de  $-15^\circ$ . Ces écoulements sont stratifiés ou intermittents et ont un paramètre de symétrie de 0,85.

De plus, tout comme en configuration horizontale, la symétrie de l'écoulement augmente globalement avec le titre en vapeur ainsi qu'avec la vitesse massique. Plusieurs cas d'évolution de la symétrie de l'écoulement avec l'angle d'inclinaison sont détaillés sur la figure 3-20 afin de mettre en avant l'effet de l'inertie de la phase vapeur sur l'évolution de la stratification avec l'inclinaison de l'écoulement.

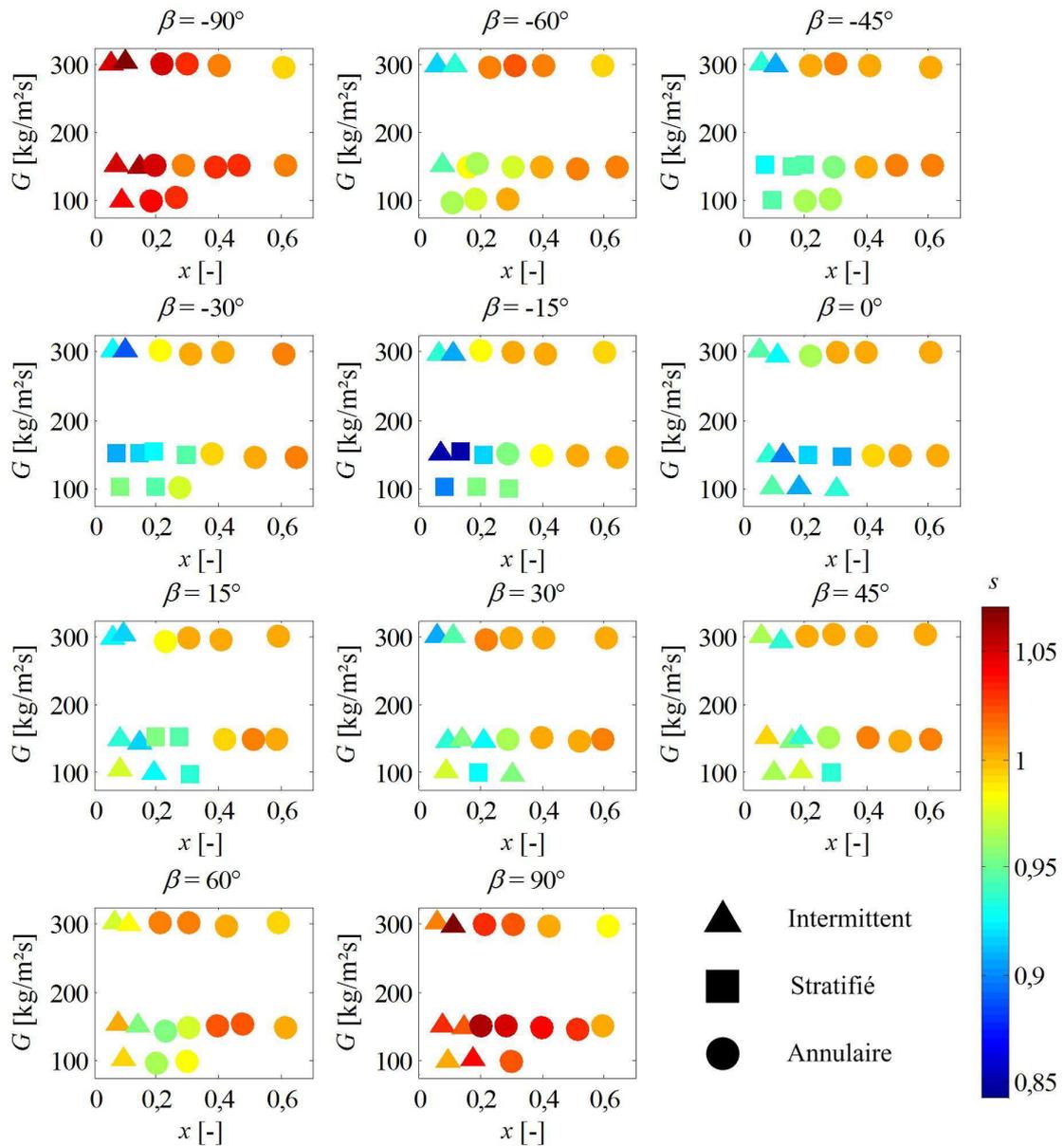


Figure 3-19 Cartes d'évolution du paramètre de symétrie en fonction de la vitesse massique et du titre en vapeur pour les écoulements ascendants et descendants inclinés à 0°, 15°, 30°, 45°, 60° et 90°

La graphie (a) de la figure 3-20 présente l'évolution du paramètre de symétrie pour un titre en vapeur de 0,1 et des vitesses massiques de 150 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup> et de 300 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>. Dans ces conditions, il est constaté que l'amplitude de variation du paramètre de symétrie est de 0,2 et que globalement, la symétrie augmente avec l'inclinaison, ascendante ou descendante comme cela a pu être constaté sur la figure 3-19. En outre, la vitesse massique n'agit que peu sur l'évolution de la symétrie de l'écoulement avec l'inclinaison. En effet, pour ce titre en vapeur, les écoulements sont soit intermittents soit stratifiés, l'inertie de la phase vapeur affectant peu la dynamique de l'interface liquide-vapeur en comparaison des forces de gravité. Par conséquent, l'augmentation de la vitesse massique n'affecte pas l'évolution de la stratification avec l'inclinaison. De plus, on peut noter que le minimum de paramètre de symétrie est atteint pour un angle d'inclinaison de -15°, ce qui peut s'expliquer par le fait que l'écoulement intermittent obtenu à cette orientation est un écoulement à très longues bulles particulièrement stable. Dans ces conditions, le glissement entre les phases est diminué par rapport au

cas horizontal mais les forces de gravité agissent toujours sur la stratification de l'écoulement, contrairement au cas vertical. Ceci a pour effet la forte stratification de l'écoulement.

La graphie (b) de la figure 3-20 présente l'évolution du paramètre de symétrie avec l'angle d'inclinaison pour un titre en vapeur de 0,2 et pour deux vitesses massiques de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Dans ces conditions, la forme des courbes est sensiblement la même que pour un titre en vapeur de 0,1 mais cette fois-ci, la symétrie de l'écoulement augmente avec l'inertie de la phase vapeur. La dynamique de l'interface étant plus guidée par l'inertie de la phase vapeur du fait d'un titre en vapeur plus élevé, la stratification est plus affectée par l'augmentation de la vitesse massique.

Le graphie (c) de la figure 3-20 présente l'évolution du paramètre de symétrie pour un titre en vapeur de 0,4. Ce titre en vapeur permet d'obtenir uniquement des écoulements annulaires pour l'ensemble des angles d'inclinaison et de vitesses massiques. Dans ce cas, le paramètre de symétrie évolue peu pour les deux vitesses massiques bien que l'amplitude de la courbe obtenue pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  soit légèrement plus grande. Ceci s'explique par le fait que la phase vapeur a plus d'inertie et est par conséquent moins sujette aux effets des forces de gravité.

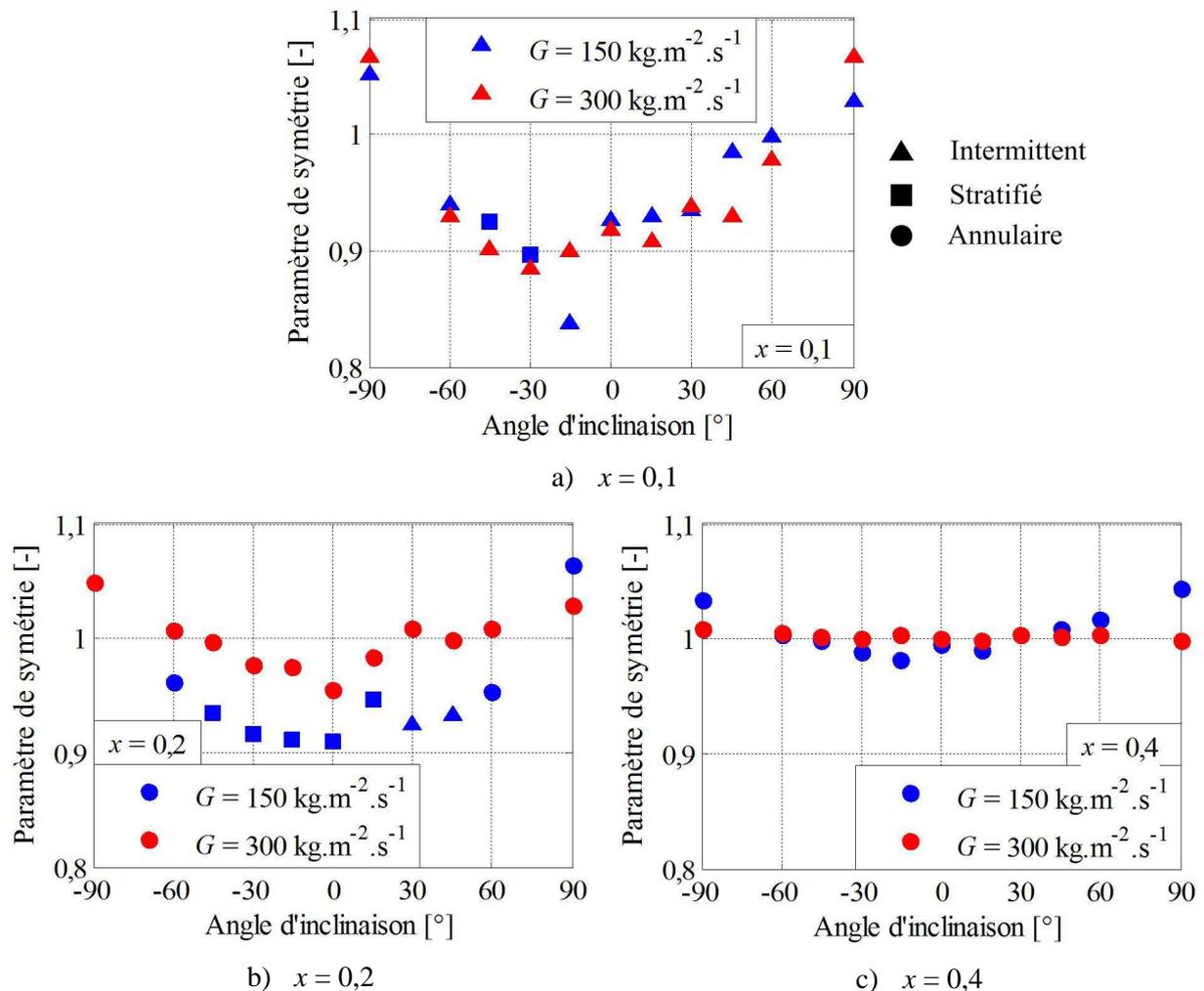


Figure 3-20 Evolution du paramètre de symétrie avec l'angle d'inclinaison pour un titre en vapeur de 0,1 (a), 0,2 (b) et 0,4 (c), pour des vitesses massiques de 150 et de 300  $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  ( $d_{int} = 1,6 \text{ mm}$ )

La figure 3-21 présente l'évolution du paramètre de symétrie avec le titre en vapeur pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et des angles d'inclinaison de  $-45^\circ$  et  $45^\circ$ . Pour un titre en vapeur supérieur

à 0,2 correspondant uniquement à des écoulements non intermittents, le paramètre de symétrie augmente avec la vitesse massique. En effet, quand le titre en vapeur augmente, l'inertie de la phase vapeur augmente comparée aux forces de gravité, ce qui se traduit par un écoulement plus symétrique.

Pour un titre en vapeur inférieur à 0,2, l'évolution du paramètre de symétrie dépend du régime d'écoulement rencontré. En effet, pour un écoulement descendant à  $-45^\circ$ , le régime est stratifié. Par conséquent, le raisonnement précédent s'applique et la tendance est la même pour ces titres en vapeur. En revanche, pour un écoulement ascendant à  $45^\circ$ , le régime est intermittent et le paramètre de symétrie décroît clairement avec le titre en vapeur. La taille des poches augmentant avec le titre en vapeur, celles-ci sont plus sujettes aux forces de gravité et moins à l'inertie de la phase liquide, ce qui a pour effet de les excentrer en haut de la conduite. Ainsi, l'évolution du paramètre de symétrie n'est pas monotone dans ces conditions et l'effet du régime d'écoulement sur sa symétrie doit être pris en compte pour la prédiction du paramètre de symétrie.

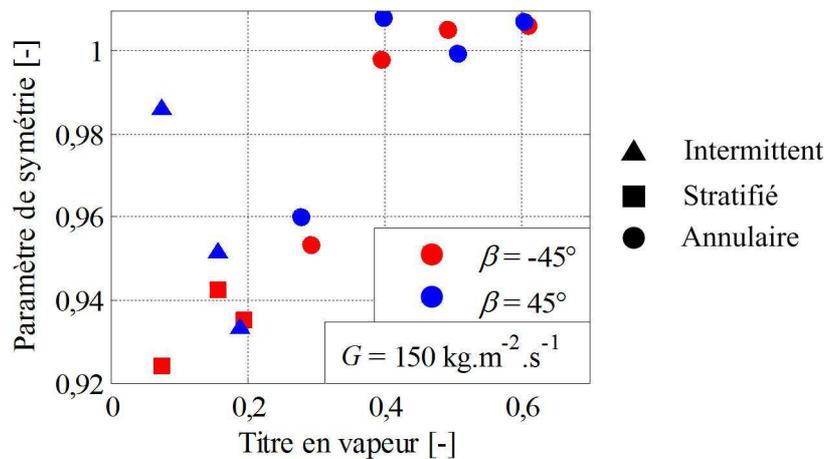


Figure 3-21 Evolution du paramètre de symétrie avec le titre en vapeur pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et des angles d'inclinaison de  $-45^\circ$  et  $45^\circ$  ( $d_{int} = 1,6 \text{ mm}$ )

L'évolution de la symétrie des écoulements avec l'inclinaison fait donc apparaître un fort couplage entre les transitions de régimes et la stratification de l'écoulement. Notamment, il apparaît que la transition du régime intermittent au régime annulaire peut affecter le sens d'évolution de la symétrie de l'écoulement avec le titre en vapeur et donc aboutir à un comportement non monotone. Par conséquent, l'étude de l'effet de l'inclinaison ainsi que du confinement sur la stratification de l'écoulement diphasique en mini-canal nécessite de connaître les transitions de régimes d'écoulement.

### 3.4 Effet du diamètre hydraulique et de l'inclinaison sur les régimes d'écoulements

#### 3.4.1 Effet de la réduction de diamètre hydraulique sur la transition du régime intermittent au régime annulaire en configuration horizontale

Les régimes d'écoulement observés en configuration horizontale pour un diamètre intérieur de 1,6 mm sont présentés sur la figure 3-22. Sur cette figure est également présentée la transition observée par Charnay (2014) pour un diamètre intérieur de 3 mm et une densité de flux de  $10 \text{ kW.m}^{-2}$ . Ainsi, il apparaît que pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , la transition du régime d'écoulement intermittent au régime d'écoulement annulaire se produit pour un titre en vapeur de 0,2 pour la configuration présente alors qu'elle a lieu pour un titre en vapeur de 0,6 avec un diamètre interne de 3 mm. La transition du régime intermittent au régime annulaire se fait globalement pour un titre en

vapeur moindre quand le diamètre hydraulique est diminué. Ceci peut s'expliquer par l'augmentation de l'effet relatif des forces capillaires comparé aux forces inertielles quand le diamètre interne diminue, les forces capillaires étant à l'origine de la coalescence des bulles. Cet effet relatif est ainsi pris en compte dans plusieurs corrélations prédisant cette transition à travers l'emploi du nombre de Weber liquide.

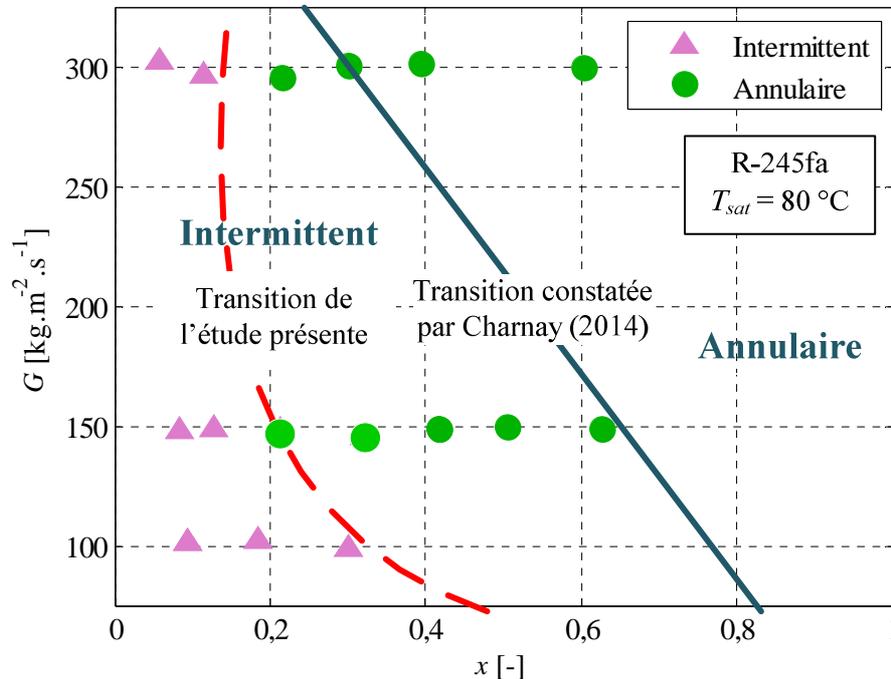


Figure 3-22 Evolution des régimes d'écoulement en configuration horizontale avec un diamètre de 1,6 mm comparée à la transition constatée par Charnay (2014)

La transition du régime d'écoulement intermittent au régime d'écoulement annulaire constatée expérimentalement est comparée avec les prédictions de quatre corrélations développées par Barbieri et al. (2008), Revellin et al. (2006), Ong et Thome (2011) et Weisman et al. (1979) sur la figure 3-23.

Les corrélations de Barbieri et al. (2008), Revellin et al. (2006) et Ong et Thome (2011) ont été développées à partir de tests réalisés sur des écoulements saturés de fluides frigorigènes. Réalisées en micro et mini-canaux, les corrélations de Revellin et al. (2006) et de Ong et Thome (2011) prédisent le titre en vapeur de transition en fonction de nombres de Weber et de Reynolds. Ces deux groupements adimensionnels permettent de caractériser l'équilibre des forces interagissant au niveau de l'interface liquide-vapeur, à savoir, les forces capillaires, les forces inertielles et de frottement. De plus, la corrélation de Ong et Thome (2011) introduit le nombre de confinement à même de caractériser le comportement micro ou macro canal de l'écoulement. Pour autant, ces corrélations ne permettent pas une bonne prédiction de la transition du régime intermittent au régime annulaire pour la présente campagne de tests. Dans le cas de Revellin et al. (2006), l'étude a été réalisée en micro-canal pour des nombres de Weber supérieurs à ceux rencontrés présentement. Ce décalage est à même d'expliquer l'écart de prédiction. La caractérisation des régimes d'écoulement de Ong et Thome (2011) fait apparaître la transition du régime de poche-bouchon (S-P) au régime de bulles en coalescence (CB) et la transition du régime de bulles en coalescence au régime annulaire (A). Au regard de la caractérisation de Ong et Thome (2011), la transition du régime de poche-bouchon au régime de bulles en coalescence correspond mieux à la transition observée.

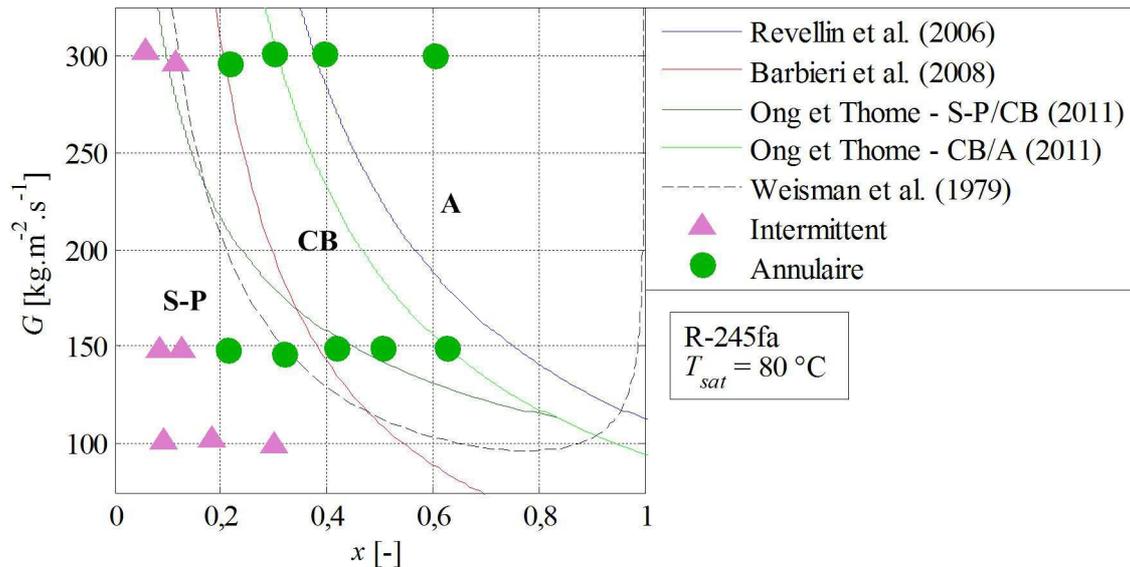


Figure 3-23 Transitions entre les régimes d'écoulements intermittent et annulaire prédites par Revellin et al. (2006), Barbieri et al. (2008), Ong et Thome (2011) et Weisman et al. (1979)

La corrélation développée par Weisman et al. (1979) a été obtenue à partir de tests réalisés en écoulements d'air et de solutions aqueuses. La transition du régime intermittent au régime annulaire dépend des nombre de Froude vapeur et de Kutdelaze, prenant en compte les effets capillaires, et inertiels mais ne considérant pas les viscosités des deux phases ainsi que la masse volumique du liquide. Cette transition, obtenue à partir de tests réalisés en macro-canal apparaît comme étant la plus à même de prédire la transition du régime intermittent au régime annulaire.

### 3.4.2 Effet de l'inclinaison sur les régimes d'écoulement

Les trois régimes d'écoulement constatés lors de l'inclinaison de la section test sont le régime annulaire, le régime intermittent et le régime stratifié. Des matrices d'images représentatives des visualisations réalisées avec la section test sont présentées sur la figure 3-24 pour des vitesses massiques respectives de 100, 150 et 300  $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Les angles d'inclinaison négatifs correspondent aux écoulements descendants alors que les angles d'inclinaison positifs correspondent aux écoulements ascendants.

Pour des vitesses massiques de 100 et 150  $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , le titre en vapeur a deux effets selon que l'écoulement est ascendant, descendant ou vertical descendant. Dans le cas des écoulements ascendants, à faible titre en vapeur sont constatés des écoulements intermittents soit à poches soit à bulles allongées. Le titre en vapeur augmentant, ces poches et bulles coalescent pour obtenir des écoulements annulaires centrés. Les écoulements descendants jusqu'à une orientation de  $-60^\circ$  ne sont jamais intermittents à l'exception du test réalisé pour une vitesse massique de 150  $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , un titre en vapeur de 0,06 et un angle d'inclinaison de  $-15^\circ$  où il s'agit d'un cas limite d'écoulement à bulles très allongées. Ces écoulements sont stratifiés pour de faibles titres en vapeur et deviennent annulaires quand le titre en vapeur augmente. Enfin, les écoulements verticaux descendants se comportent différemment des autres écoulements descendants, ne subissant pas de stratification du fait que l'accélération de la pesanteur est dans le sens de l'écoulement. Ceci a pour effet d'obtenir des écoulements intermittents pour de faibles titres en vapeur mais avec des bulles nettement plus allongées que dans le cadre des écoulements ascendants. Il est à signaler que pour une vitesse massique de 100  $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et des titres en vapeur de 0,17 et 0,3, la zone de transition entre les régimes intermittent, stratifié et annulaire est mal définie. Ceci est dû au fait que les régimes stratifiés ou annulaires rencontrés sont des cas limites d'écoulements intermittents où les vagues provenant du film

liquide du bas n'atteignent pas le film du haut. Ce genre de phénomène a déjà été rapporté en macro-canal notamment par Nicholson et al. (1978) en configuration horizontale et par Barnea et al. (1980) en configuration inclinée. Ce comportement est d'ailleurs désigné comme « proto-slug » par Nicholson et al. (1978).

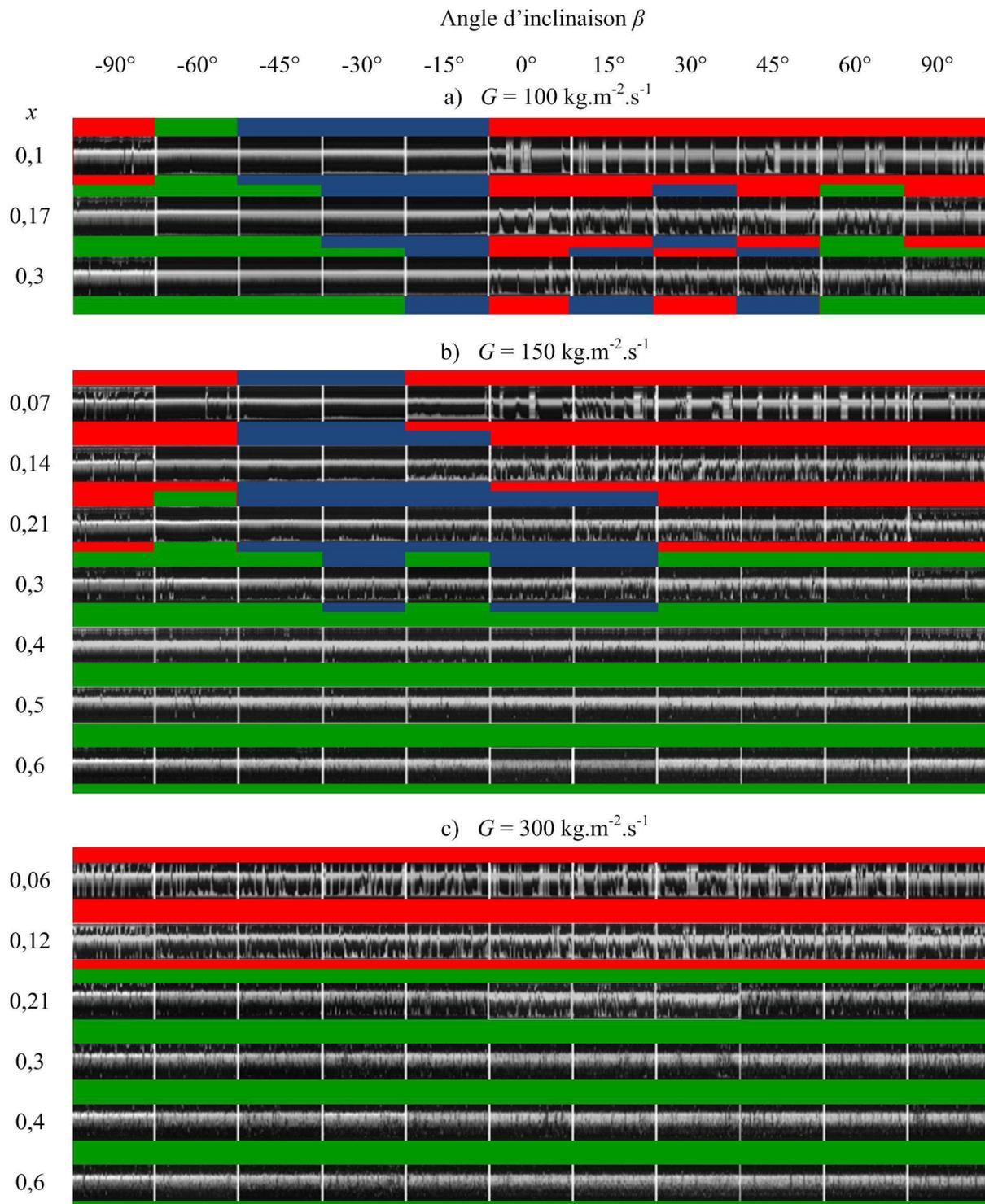


Figure 3-24 Images représentatives de l'évolution temporelle des écoulements pour  $G = 100 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  (a),  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  (b) et  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  (c),  $T_{sat} = 80 \text{ °C}$ ,  $d_{int} = 1,6 \text{ mm}$  et régimes rencontrés (Rouge : intermittent ; Bleu : stratifié ; Vert : Annulaire)

Pour une vitesse massique de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , il n'y a plus d'écoulement stratifié et les écoulements ascendants et descendants se comportent sensiblement de la même façon. Pour de faibles titres en vapeur, les écoulements constatés sont intermittents quelque soit l'inclinaison et le titre augmentant, on observe l'apparition d'écoulements annulaires centrés.

L'effet de l'orientation de la gravité sur les régimes d'écoulement peut s'interpréter avec la modélisation de l'interaction entre les phases liquide et vapeur proposée par Barnea (1987) et présentée en chapitre 1. En effet, à faible vitesse massique ( $G < 150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ) et faible titre en vapeur ( $x < 0,2$ ), les écoulements stratifiés se forment en configuration descendante du fait de l'accélération du liquide et de la diminution de la contrainte entre les phases liquide et vapeur. En revanche, Barnea et al. (1982) observent l'écoulement stratifié lisse uniquement pour des écoulements descendant proches de la configuration horizontale ( $\beta > -5^\circ$ ). Dans le cas présent, l'interface liquide-vapeur est à même de légèrement onduler pour des angles compris entre  $-60^\circ$  et  $-15^\circ$  sans pour autant pouvoir observer de vagues. Le confinement plus élevé de la configuration semble être à même de diminuer la contrainte tangentielle exercée par la phase vapeur sur la phase liquide. Ceci peut être interprété par le fait que les effets capillaires à même de stabiliser l'interface liquide-vapeur sont exacerbés par le confinement et ne sont pas pris en compte dans la modélisation des transitions du régime stratifié de Barnea (1987) adaptée à une situation d'écoulement en macro-canal.

Les régimes annulaires et stratifiés sont à même d'apparaître pour des contraintes plus élevées. A savoir que pour une vitesse massique plus élevée, de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  dans le cas présent, quand le titre en vapeur est suffisamment faible ( $x < 0,2$ ), la hauteur de liquide est suffisante pour entretenir la formation de ponts entre les parties haute et basse de l'écoulement. A plus fort titre en vapeur, ceci n'est plus permis et l'écoulement annulaire est à même de se former.

En configuration ascendante, d'après le modèle de Barnea (1987), la formation des bouchons de liquide à faible titre en vapeur n'est pas due à une instabilité due au cisaillement de type Kelvin-Helmoltz mais est due à l'accumulation de liquide sous l'effet de la gravité. L'inertie des phases n'est pas apte à limiter la formation de ces bouchons quand les vitesses des phases ne sont pas suffisamment élevées. Quand celles-ci augmentent, ce mécanisme n'a plus lieu et le régime annulaire se forme par arrachement de gouttelettes de liquide du film du bas et par leur dépôt sur la partie supérieure de la conduite.

Les écoulements pour l'ensemble des conditions expérimentales adiabatiques ayant été caractérisés, il est maintenant proposé de les comparer aux prédictions des modèles de Barnea (1987) et Crawford et al. (1986).

### 3.4.3 Cartes d'écoulements en écoulements inclinés

#### 3.4.3.1 Cartes d'écoulement de Barnea (1987)

Basée sur un modèle mécanistique, la carte d'écoulement de Barnea (1987) permet de prédire les transitions de régimes d'écoulement pour toutes les inclinaisons. Cette carte prend en compte les transitions des régimes d'écoulement stratifié lisse, stratifié à vagues, annulaire, churn, poches-bouchons, à bulles dispersées et à bulles allongées. Par soucis de clarté et pour correspondre aux critères de caractérisation des régimes rencontrés lors de la campagne d'essais, ces régimes sont regroupés en trois catégories seulement :

- Les écoulements stratifiés (S) regroupant les écoulements stratifiés à vagues et stratifiés lisses.
- Les écoulements annulaires (A) regroupant les écoulements annulaires à vagues et annulaires lisses.

- Les écoulements intermittents (I) regroupant les écoulements à poches-bouchons et à bulles allongées, les écoulements churn et à bulles dispersées n'étant pas rencontrés dans le cadre de l'étude présente à cause du faible diamètre du tube.

La carte d'écoulement de Barnea (1987) a été développée avec un écoulement adiabatique d'air et d'eau dans deux conduites cylindriques de 2,55 cm et de 5,1 cm de diamètre intérieur à température et pression ambiante. Ainsi, l'équilibre dynamique des deux phases dans le cadre de l'étude de Barnea (1987) est a priori différent de celui rencontré avec la présente campagne du fait notamment des tensions de surface et du diamètre hydraulique très différents pour les deux configurations. Ceci se traduit par des nombres de Bond de 100 et 400 respectivement pour les diamètres de 2,55 et 5,1 cm et de 4,1 pour l'étude présente. Ainsi, le modèle de Barnea (1987) s'inscrit pleinement dans la prédiction des régimes d'écoulements en macro-canal alors que le nombre de Bond de l'étude présente anticipe un comportement de type mini-canal.

La comparaison entre la carte d'écoulement de Barnea (1987) et les résultats expérimentaux est présentée sur la figure 3-25. Malgré les différences de configurations étudiées, une très bonne prédiction du modèle de Barnea (1987) est observée et en particulier pour la transition entre les régimes annulaires et intermittents. En effet, le domaine du régime intermittent est prédit correctement pour tous les écoulements à l'exception des écoulements à 0° et 30°. De même, le domaine d'occurrence des écoulements annulaires est correctement prédit pour toutes les inclinaisons. Cette bonne prédiction du modèle de Barnea (1987) indique que les mécanismes pris en compte pour modéliser cette transition en macro-canal s'appliquent de la même manière quand le confinement de l'écoulement est nettement plus élevé. De fait, la transition du régime intermittent au régime annulaire est associée à des notions de stabilité du film liquide du bas de l'écoulement et à la formation de vagues par cisaillement ou accumulation de liquide. Cette modélisation semble encore valable quand l'écoulement est plus confiné bien que la capillarité joue un rôle plus important sur la déformation de l'interface liquide-vapeur quand le confinement augmente.

En configuration descendante, bien que les conditions expérimentales pour lesquelles des écoulements stratifiés ont été observés dépassent les transitions prédites par le modèle de Barnea (1987), la localisation des points d'occurrence du régime stratifié est cohérente avec les domaines prédits par la carte d'écoulement. En effet, les régimes stratifiés sont systématiquement constatés pour de faibles titres en vapeurs et de faibles vitesses massiques. Cette observation est cohérente avec la modélisation de Barnea (1987) qui justifie la formation de l'écoulement stratifié par la stabilisation de l'interface liquide-vapeur sous l'action des forces gravité. La phase liquide est en effet accélérée, ce qui diminue le cisaillement entre les deux phases.

En revanche, l'apparition de régimes stratifiés en écoulement montant n'est pas prédite par ce modèle. Cette dernière constatation peut être reliée à la définition utilisée pour le régime stratifié dans l'étude présente. En effet, il ne s'agit pas strictement d'un écoulement à phases séparées comme en macro-canal mais d'un écoulement où le corps de vapeur est particulièrement excentré. Bien que ces deux écoulements aient pour origine un régime à bas nombres de Froude où la physionomie de l'écoulement est plus guidée par la gravité que par des phénomènes inertiels, la réduction de diamètre a pour conséquence de déformer l'interface vapeur-liquide sous l'effet de la capillarité. Ainsi, il est difficile de comparer ces résultats expérimentaux avec les prédictions du modèle de Barnea (1987) en configuration ascendante.

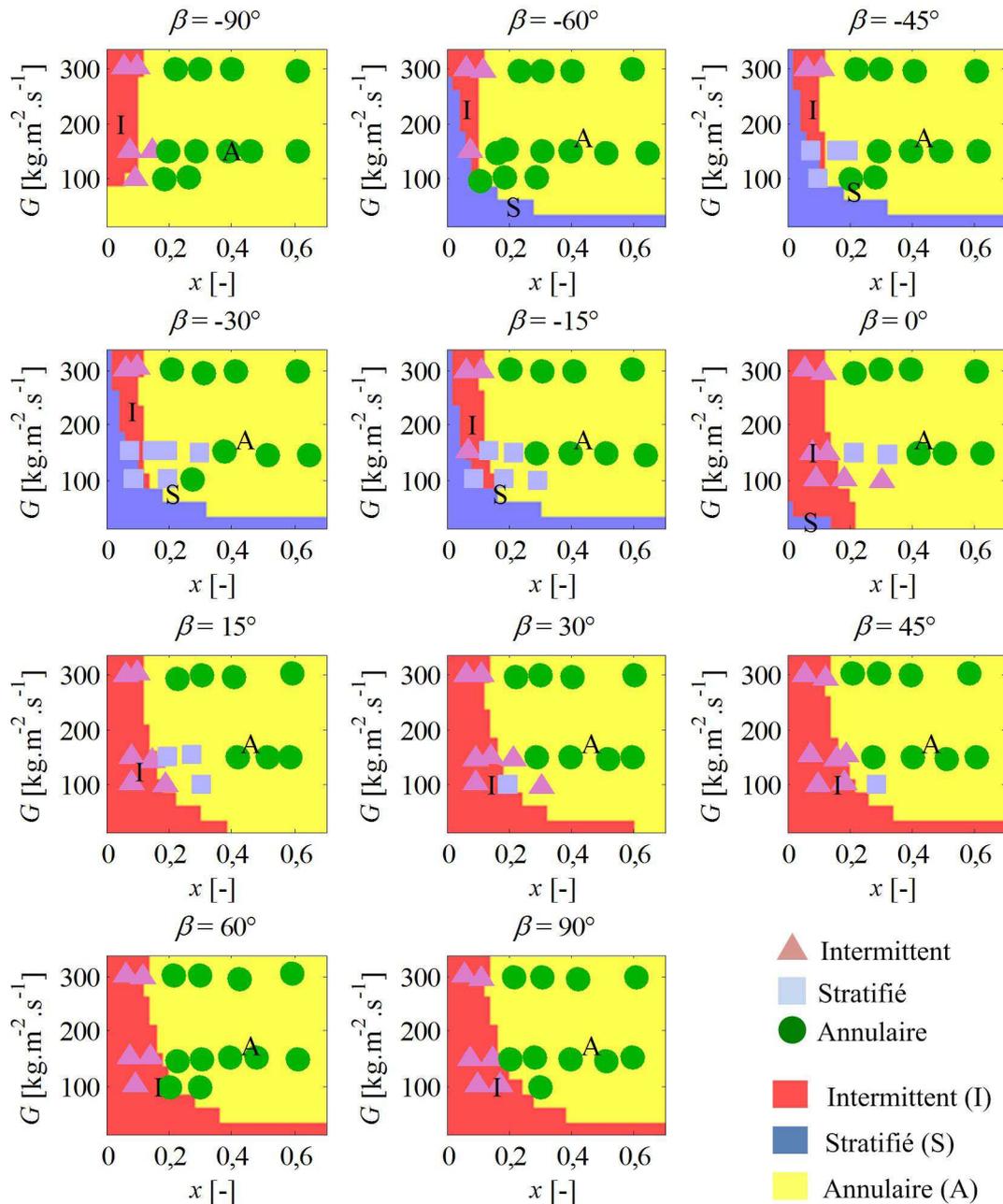


Figure 3-25 Cartes d'écoulement du modèle de Barnea (1987)

### 3.4.3.2 Cartes d'écoulement de Weisman et Kang (1981) et Crawford et al. (1985)

Les corrélations développées en écoulements ascendants par Weisman et Kang (1981) et complétées en écoulements descendants par Crawford et al. (1985) permettent de prédire les transitions entre les régimes d'écoulement stratifié (S), intermittent (I) et annulaire (A). Elles ont été conçues à partir de tests réalisés en macro-canal. Les transitions prédites par ces corrélations sont peu cohérentes avec les observations menées sur la section test présente comme il est constaté sur la figure 3-26.

La transition des régimes non-annulaires au régime annulaire prédite par Crawford et al. (1985) n'est pas affectée par l'inclinaison de l'écoulement. Cette hypothèse n'est pas vérifiée avec les observations menées sur la présente section test. De plus, la corrélation empirique pour prédire la transition du régime stratifié au régime intermittent proposée par Crawford et al. (1985) n'est pas à même de prédire les observations menées sur la section test. De fait, la corrélation empirique de Crawford et al. (1985) a été obtenue à partir des résultats de campagnes de tests menées avec des écoulements

diphasiques en macro-canaux. Par conséquent, les capacités de prédiction de cette corrélation sont affectées par les conditions de confinement de la section test présente.

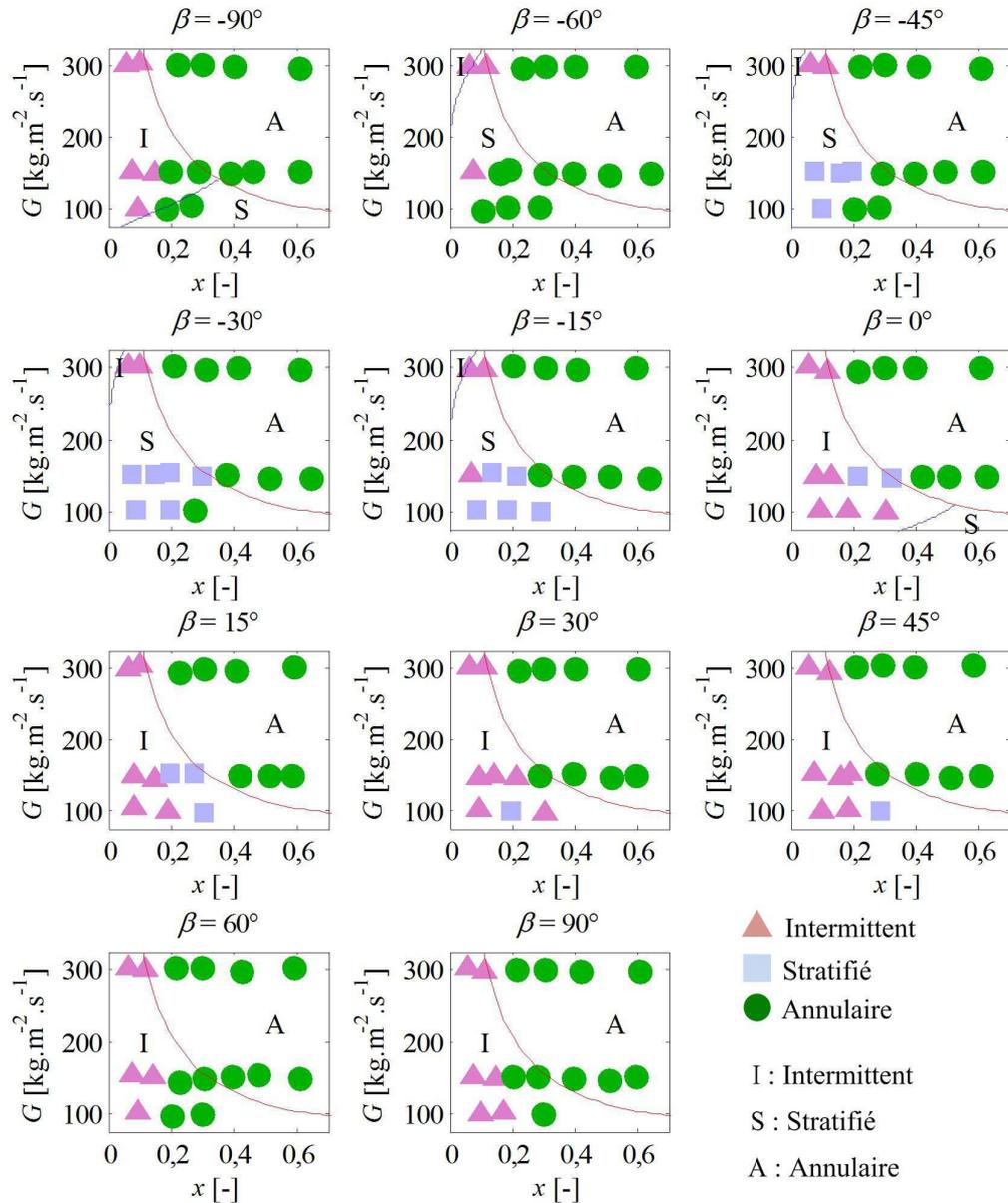


Figure 3-26 Cartes d'écoulement du modèle de Crawford et al. (1985)

Il apparaît donc que le modèle physique de Barnea (1987) est le plus à même de prédire les transitions de régime observées avec la présente section test. Cependant, certains comportements observés de transition du régime stratifié semblent légèrement différer de ceux prédits par ce modèle. Ainsi, les transitions de régimes observées avec la section test inclinable de 1,6 mm s'apparentent à celles qui peuvent être rencontrées en macro-canaux, même si le confinement semble les avoir légèrement affectées.

### 3.5 Conclusions

Une procédure d'acquisition et de post-traitement d'images a été développée pour l'ensemble de la campagne de tests réalisée en conditions adiabatiques pour les sections tests de 3 mm de diamètre intérieur en configuration horizontale et de 1,6 mm de diamètre intérieur en configuration horizontale

et inclinée. Le post-traitement a permis de quantifier la symétrie des écoulements diphasiques ainsi que de les classer en trois catégories de régimes d'écoulement : intermittent, stratifié et annulaire. La quantification de la symétrie et la caractérisation de ces régimes d'écoulement a été possible grâce à l'introduction d'un paramètre de symétrie ainsi qu'à l'acquisition de la fréquence d'apparition de phase liquide.

L'étude de l'effet des paramètres d'écoulement sur la symétrie des écoulements diphasiques a été menée en analysant le comportement de leur paramètre de symétrie avec les paramètres d'écoulement en configuration horizontale. Une étude bibliographique a été réalisée afin de considérer une plus grande variété de conditions, en particulier en termes de natures de fluide (air-eau et réfrigérants) et de diamètres internes (de 1,03 à 95 mm). La prédiction de la symétrie pour l'ensemble de la base de données a été testée avec quatre corrélations de la littérature. Ces quatre corrélations utilisent une caractérisation de la symétrie avec un rapport d'épaisseurs de films et n'ont pas été capables de prédire les tendances de la base de données totale avec une précision jugée suffisante. Une nouvelle corrélation a donc été développée, utilisant le paramètre de symétrie  $s$ . Cette corrélation a mis en avant la prépondérance des forces d'inertie et de gravité sur la capillarité dans la gamme de données expérimentales rencontrée et notamment de diamètres internes.

La prédiction du paramètre de symétrie a été ensuite testée sur les images obtenues avec un diamètre de 1,6 mm (R-245fa). La corrélation sous-estime le paramètre de symétrie pour la grande majorité des écoulements intermittents, ce qui est cohérent avec le fait que la corrélation ait été développée avec des points de données obtenus majoritairement en macro-canal et pour la section test de diamètre supérieur. L'évolution de la symétrie avec l'inclinaison a ensuite été analysée et permet de tirer plusieurs conclusions :

- Les écoulements les plus asymétriques sont obtenus pour des configurations proches de la configuration horizontale. En effet, ce sont dans ces configurations que la norme de la composante transversale de l'accélération de la pesanteur est maximale, ce qui a pour effet de décentrer la vapeur.
- Les écoulements intermittents sont particulièrement sensibles à l'effet de l'inclinaison mais l'augmentation de la vitesse massique de 150 à 300  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$  n'a pas de conséquence sur l'amplitude de cet effet.
- Les écoulements annulaires sont moins sensibles à l'effet de l'inclinaison du fait de l'inertie plus grande de la phase vapeur.
- Les écoulements rencontrés pour des titres en vapeur intermédiaires entre ces deux régimes sont particulièrement sensibles à la vitesse massique. Celle-ci en augmentant centre l'écoulement et diminue ainsi l'amplitude de paramètres de symétries rencontrés en faisant varier l'inclinaison de l'écoulement.
- En régime ascendant, la transition du régime de poches au régime annulaire affecte fortement la symétrie de l'écoulement. En effet, les plus petites poches sont plus centrées que les longues bulles, ce qui a pour effet la diminution du paramètre de symétrie avec le titre en vapeur. La transition du régime intermittent au régime annulaire se traduit par une augmentation brutale de la symétrie de l'écoulement. Ce comportement non monotone suggère de prendre en compte les régimes d'écoulement pour l'élaboration d'une corrélation prédisant la symétrie.

Les effets de la réduction de diamètre et de l'inclinaison sur les transitions de régimes d'écoulement ont ensuite été étudiés, analysés et comparés à plusieurs modèles prédictifs. Les principales conclusions de l'étude des transitions de régimes d'écoulement sont les suivantes :

- La transition du régime intermittent au régime annulaire en configuration horizontale a lieu à un titre en vapeur plus faible quand le diamètre hydraulique diminue.
- Les effets de l'inclinaison sont particulièrement présents pour des vitesses massiques de 100 et 150  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$  et pour des titres en vapeur inférieur à 0,3. En effet, quand le titre en vapeur et la vitesse massique augmentent, l'inertie de la phase vapeur augmente en comparaison des forces de gravité, ce qui a pour effet de diminuer l'effet de l'inclinaison à 300  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ .
- Pour des vitesses massiques de 100 et 150  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ , on observe des écoulements stratifiés pour les écoulements descendants à l'exception de l'écoulement vertical descendant alors que l'on observe des écoulements intermittents pour les écoulements ascendants. Ces observations peuvent s'expliquer par le fait que le glissement entre les deux phases augmente avec l'angle d'inclinaison, ce qui a pour effet d'augmenter les interactions dynamiques entre ces phases. Les écoulements stratifiés apparaissent quand l'interaction est faible et la composante transversale de l'accélération de la pesanteur non nulle alors que les écoulements intermittents apparaissent avec l'augmentation de cette interaction.
- Les cartes d'écoulements obtenues à partir du modèle de Barnea (1987) permettent de prédire la transition entre les écoulements annulaires et intermittents avec une forte fiabilité. Les données expérimentales pour lesquelles les régimes stratifiés sont apparues sont également cohérentes avec ce modèle. En revanche, l'occurrence des écoulements stratifiés n'est prédite que pour les écoulements descendants, ce qui n'est pas le cas présent.
- Les cartes d'écoulements obtenues à partir du modèle de Crawford et al. (1985) permettent de prédire la plupart des transitions du régime intermittent au régime annulaire mais surestiment le titre en vapeur de transition pour les écoulements proches verticaux. Le modèle ne prédit pas l'apparition d'écoulements stratifiés en régime ascendant contrairement aux observations.

## Chapitre 4. Etude des chutes de pression en écoulements diphasiques adiabatiques

Ce chapitre présente les résultats de la campagne de mesures de chutes de pression menée en conditions adiabatiques. La base de données de chutes de pression est la même que celle ayant permis l'étude des transitions de régimes d'écoulement et de l'évolution du paramètre de symétrie pour la section test de 1,6 mm de diamètre. Elle est composée de 176 points de données pour les trois régimes d'écoulement présentés dans le chapitre précédent : le régime intermittent, le régime stratifié et le régime annulaire.

La méthode d'acquisition de la chute de pression totale, de la chute de pression due aux forces de frottements et de la chute de pression due aux forces de gravité est présentée dans un premier temps. L'effet de la réduction de diamètre intérieur et de l'inclinaison est ensuite abordé. L'effet de l'inclinaison  $\gamma$  est présenté en termes d'évolution de chute de pression totale et de ses composantes de gravité et de frottements. Les gradients de pression sont ensuite comparés à différents modèles de gradients de pression en mini-canaux et en macro-canaux pour des écoulements horizontaux et inclinés. Pour chaque modèle, plusieurs indicateurs statistiques sont utilisés pour analyser la performance des corrélations testées. Enfin, l'évolution des fluctuations de chutes de pression en fonction des régimes d'écoulements rencontrés et des paramètres d'écoulement est présentée dans la dernière section.

### 4.1 Méthode d'acquisition de la chute de pression dans la section test

#### 4.1.1 Différence de pression totale

La mesure de la différence de pression de part et d'autre d'une section test en écoulement diphasique incliné requiert de prendre certaines précautions. En effet, le capteur de pression différentielle Keller KE23D 0-200 mbar assure la mesure de différence des pressions de part et d'autre de la membrane située en son sein comme présenté sur la figure 4-1. Les variations de pression dans les tubes de raccordement doivent donc être prises en compte.

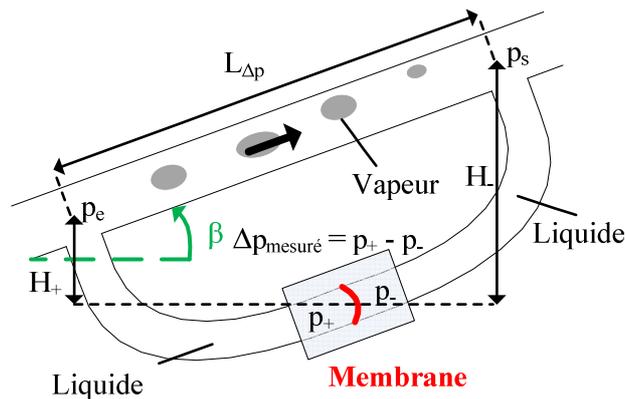


Figure 4-1 Schéma du montage pour la prise de pression différentielle

Les mesures réalisées correspondent donc à la différence de pression locale, à savoir :

$$\Delta p_{mesuré} = p_+ - p_- \quad (4-1)$$

Par conséquent, pour obtenir la différence de pression totale entre les prises de pression en entrée et en sortie de section test, il faut prendre en compte les colonnes de liquide qui relient le capteur à ces prises de pression :

$$\Delta p_{total} = p_e - p_s = p_+ - \rho_{liq}gH_+ - (p_- - \rho_{liq}gH_-) \quad (4-2)$$

Au final, nous obtenons donc :

$$\Delta p_{total} = p_e - p_s = \Delta p_{mes} + \rho_{liq}gL_{\Delta p}\sin\beta \quad (4-3)$$

D'après l'équation (4-3), l'incertitude absolue de la différence de pression totale vaut :

$$\delta\Delta p_{total} = \sqrt{\delta\Delta p_{mesur\acute{e}}^2 + g^2[(L_{\Delta p}\sin\beta\delta\rho_{liq})^2 + (\rho_{liq}\sin\beta\delta L_{\Delta p})^2 + (\rho_{liq}L_{\Delta p}\cos\beta\delta\beta)^2]} \quad (4-4)$$

#### 4.1.2 Pertes de charge dues au frottement

La contribution des frottements dans la chute de pression peut être déduite de la pression totale en soustrayant les termes d'accélération et statique dont les expressions sont fournies en section 1.4.1. Cependant, les conditions expérimentales de la campagne de mesure de chutes de pression impliquent systématiquement un terme de chute de pression par accélération inférieur à 1 % de la chute de pression totale. Par conséquent, ce terme est négligé, ce qui aboutit au calcul suivant de la chute de pression due aux frottements :

$$\Delta p_{frict} = \Delta p_{total} - \Delta p_{stat} = \Delta p_{mesur\acute{e}} + \varepsilon(\rho_{liq} - \rho_{vap})gL_{\Delta p}\sin\beta \quad (4-5)$$

L'incertitude associée est :

$$\delta\Delta p_{frict} = \sqrt{\delta\Delta p_{mesur\acute{e}}^2 + \delta^2[\varepsilon(\rho_{liq} - \rho_{vap})gL_{\Delta p}\sin\beta]} \quad (4-6)$$

$$\frac{\delta^2[\varepsilon(\rho_{liq} - \rho_{vap})gL_{\Delta p}\sin\beta]}{(\varepsilon(\rho_{liq} - \rho_{vap})gL_{\Delta p}\sin\beta)^2} = \left[ \left(\frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2 + \frac{\delta\rho_{liq}^2 + \delta\rho_{vap}^2}{(\rho_{liq} - \rho_{vap})^2} + \left(\frac{\delta L_{\Delta p}}{L_{\Delta p}}\right)^2 + \left(\frac{\delta\beta}{\tan\beta}\right)^2 \right] \quad (4-7)$$

#### 4.1.3 Calcul du taux de vide

Le calcul du terme de frottements nécessite de connaître le taux de vide de l'écoulement. Le faible diamètre interne rendant compliquée la mise en œuvre d'une mesure de taux de vide par sonde capacitive, le taux de vide a été calculé par différentes corrélations en configurations horizontale, verticale et inclinée en fonction des modèles de prédiction de la chute de pression.

Dans le cas du modèle homogène, le taux de vide est calculé selon l'équation suivante :

$$\varepsilon_H = \frac{1}{1 + \left(\frac{1-x}{x}\right)\left(\frac{\rho_{vap}}{\rho_{liq}}\right)} \quad (4-8)$$

L'équation (4-8) est utilisée dans la comparaison des résultats expérimentaux avec les différents modèles homogènes de chutes de pression. Pour le calcul des chutes de pression dues aux frottements dans la section test et la comparaison avec les modèles à phases séparées, le taux de vide est calculé avec la corrélation de Bhagwat et Ghajar (2014). Cette corrélation se base sur le modèle de dérive de flux de la forme :

$$\varepsilon = \frac{u_{s,vap}}{C_0 u_m + u_{vm}} \quad (4-9)$$

avec les variables  $C_0$  et  $u_{vm}$  dépendant de la corrélation. Dans le cas de la corrélation de Bhagwat et Ghajar (2014) et dans les conditions expérimentales rencontrées dans la présente étude, la constante  $C_0$  vaut :

$$C_0 = \frac{2 - \left(\frac{\rho_{vap}}{\rho_{liq}}\right)^2}{1 + \left(\frac{Re_{tp}}{1000}\right)^2} + \frac{\left(\frac{1 + \left(\frac{\rho_{vap}}{\rho_{liq}}\right)^2 \cos\beta}{1 + \cos\beta}\right)^{\frac{1-\varepsilon}{5}}}{1 + \left(\frac{1000}{Re_{tp}}\right)^2} + C_{0,1} \quad (4-10)$$

$$\text{avec } C_{0,1} = 0,2 \left(1 - \sqrt{\frac{\rho_{vap}}{\rho_{liq}}}\right) \left[\left(2,6 - \frac{u_{s,vap}}{u_m}\right)^{0,15} - \sqrt{f_{tp}}\right] (1-x)^{1,5} \quad (4-11)$$

$$\text{et } Re_{tp} = \frac{(U_{s,liq} + U_{s,vap})\rho_{liq}d_{int}}{\mu_{liq}} \quad (4-12)$$

Le coefficient de frottement diphasique  $f_{tp}$  se calcule avec la corrélation de Colebrook et White (1937) :

$$\frac{1}{\sqrt{f_{tp}}} = -4 \log_{10} \left( \frac{R_p}{3,7d_{int}} + \frac{1,256}{Re_{tp}\sqrt{f_{tp}}} \right) \quad (4-13)$$

Dans le cas du tube en saphir, la rugosité est considérée égale à  $10^{-5}$  m. Du fait de l'expression de  $C_0$  en fonction du taux de vide lui-même, cette constante est calculée par itérations.

La constante  $u_{vm}$  se calcule comme suit :

$$u_{vm} = (0,35\sin\beta + 0,45\cos\beta) \sqrt{\frac{gd_{int}(\rho_{liq} - \rho_{vap})}{\rho_{liq}}} (1-\varepsilon)^{0,5} \quad (4-14)$$

De même que pour la constante  $C_0$ ,  $u_{vm}$  se calcule par itérations.

Le choix de cette corrélation est justifié par la variété des points de la littérature utilisés pour son élaboration. En effet, parmi les 8255 points utilisés, 1110 proviennent de bases de données élaborées avec des fluides frigorigènes, des diamètres internes de 0,5 à 50,8 mm, des vitesses massiques de 60 à 1050  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ , des titres en vapeur de 0,002 à 0,98 et des nombres de Reynolds diphasiques de 2000 à  $3\cdot 10^6$ . Cependant, parmi ces bases de données, aucune n'a été élaborée avec du R-245fa. L'évolution du taux de vide avec le titre en vapeur pour les configurations horizontale, verticale ascendante et verticale descendante est présentée sur la figure 4-2 pour deux vitesses massiques de 100  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$  et de 300  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ . Ainsi, on peut remarquer qu'à 100  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ , l'effet de l'inclinaison sur le taux de vide est plus prononcé qu'à 300  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ . Cette observation est cohérente avec le fait que l'inertie de la phase vapeur augmente avec la vitesse massique limitant l'effet de l'orientation des forces de gravité sur la géométrie de l'écoulement et notamment, sur le volume occupé par la phase vapeur.

Pour l'ensemble de la base de données bibliographiques provenant des écoulements avec des fluides frigorigènes, la corrélation de Bhagwat et Ghajar (2014) permet de prédire 83% des taux de vide compris entre 0 et 0,5 avec une erreur relative inférieure à 30%, 82% des taux de vide compris entre 0,5 et 0,75 avec une erreur relative inférieure à 20% et 95% des taux de vide compris entre 0,75 et 1 avec une erreur relative inférieure à 7,5%.

Les erreurs relatives de prédiction de la corrélation indiquent que plus le taux de vide est élevé, mieux il est prédit. Cette observation implique que l'on peut considérer une erreur absolue constante de 0,15 pour le taux de vide comme le montre la figure 4-3. Par conséquent l'incertitude sur le taux de vide dans le cas de l'utilisation de cette corrélation est considérée absolue et égale à 0,15.

Le calcul du taux de vide permet donc d'accéder à la chute de pression statique et d'en déduire la valeur de la chute de pression due aux contraintes interfaciales et pariétales. Ainsi, les résultats de chutes de pression dans les conditions expérimentales de la campagne de tests en conditions adiabatiques sont présentés du point de vue de la chute de pression totale ainsi que de la chute de pression due à ces contraintes dans la section 4.2. De plus, l'accès à ce terme permet en section 4.3 de les comparer avec les modèles prédictifs développés dans la littérature.

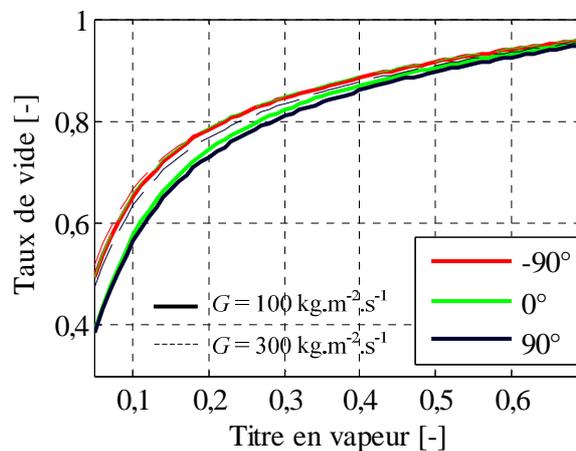


Figure 4-2 Evolution du taux de vide en fonction du titre en vapeur prédite par la corrélation de Bhagwat et Ghajar (2014) pour des vitesses massiques de  $100 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$

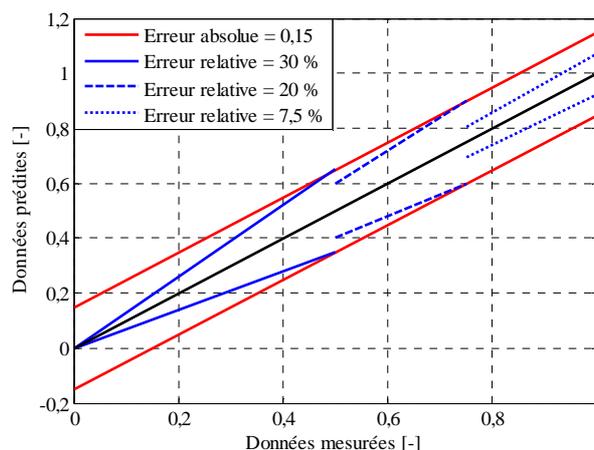


Figure 4-3 Comparaison entre les enveloppes d'erreur relative et l'enveloppe d'erreur absolue pour la corrélation de Bhagwat et Ghajar (2014)

## 4.2 Effet de la réduction de diamètre intérieur et de l'inclinaison sur la chute de pression

L'emploi d'une section test inclinable avec un diamètre intérieur de 1,6 mm permet d'étudier l'effet de la réduction de diamètre et de l'inclinaison sur la chute de pression. Le diamètre choisi situe l'étude dans le domaine de transition de comportement des mini-canaux puisque le nombre de Bond pour l'ensemble de l'étude vaut 4,1. Tout comme pour l'étude des régimes d'écoulement, cette configuration permet d'étudier les conditions limites où l'inclinaison a un effet sur les chutes de pression totales et sur les termes de chute de pression par frottement calculés.

### 4.2.1 Effet de la réduction de diamètre sur la chute de pression

Les gradients de pression totale mesurés en configuration horizontale avec la section test de 1,6 mm de diamètre intérieur sont présentés sur la figure 4-4 pour des vitesses massiques de 150 et 300  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ . Il apparaît que l'augmentation de la vitesse massique a pour effet d'augmenter le gradient de pression mais également d'augmenter l'amplitude d'évolution du gradient de pression avec le titre en vapeur. La vitesse massique augmentant, les contraintes entre les deux phases et avec la paroi augmentent, ce qui a pour effet l'augmentation de la chute de pression. De plus, à une vitesse massique donnée, le glissement entre les deux phases augmente avec le titre en vapeur, ce qui se traduit par une augmentation de la contrainte entre les deux phases et donc la chute de pression.

Les contraintes sont également affectées par le confinement de l'écoulement. Ainsi, l'effet de la réduction du diamètre intérieur de la section test de 3 mm à 1,6 mm est étudié pour la configuration horizontale. Ainsi, la figure 4-5 présente l'évolution du gradient de pression moyen avec le titre en vapeur dans la section test horizontale de 3 mm de diamètre intérieur et dans la section inclinable de 1,6 mm de diamètre en configuration horizontale, et ce pour une vitesse massique de 300  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$  et une température de 80,1 °C.

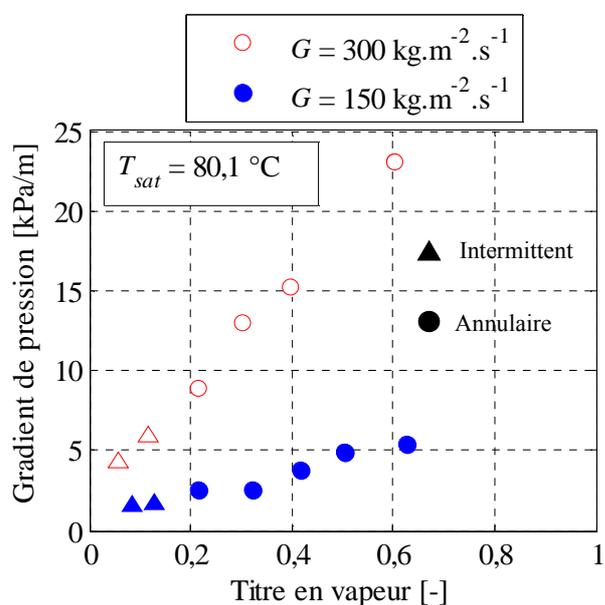


Figure 4-4 Evolution du gradient de pression moyen dans l'évaporateur en fonction du titre en vapeur pour  $d_{int} = 1,6 \text{ mm}$ ,  $T_{sat} = 80,1 \text{ °C}$  et  $G = 150$  et  $300 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$

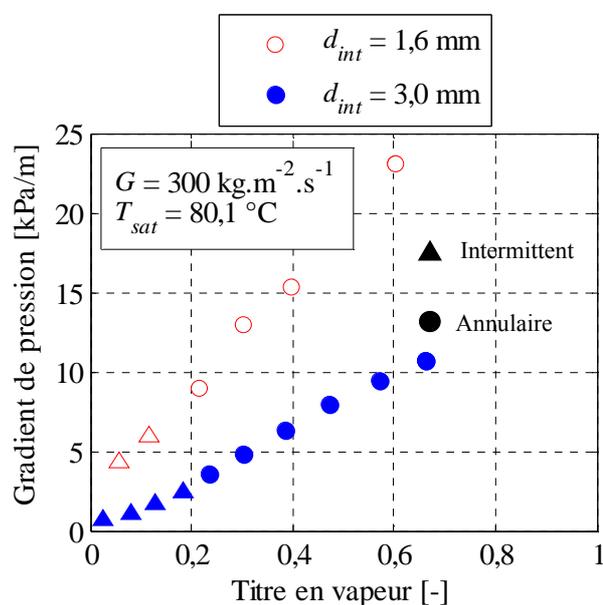


Figure 4-5 Evolution du gradient de pression moyen dans l'évaporateur en fonction du titre en vapeur pour  $G = 300 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $T_{sat} = 80,1 \text{ °C}$  et  $d_{int} = 1,6$  et  $3 \text{ mm}$

La figure 4-5 montre que le gradient de pression moyen est systématiquement plus élevé pour un diamètre de 1,6 mm que pour un diamètre de 3 mm. De plus, l'augmentation du gradient de pression

avec le titre en vapeur est également plus élevée pour un diamètre plus faible. Ces deux résultats sont cohérents avec les observations et modèles usuels de pertes de charge. En effet, dans le cas du modèle homogène, l'expression du gradient de pression considère un coefficient de frottement diphasique. Par conséquent, l'évolution de son comportement avec le confinement sera le même qu'un écoulement monophasique à même nombre de Reynolds. La figure 4-6 présente l'évolution du gradient de pression prédit par la modèle homogène avec le calcul de la viscosité diphasique proposé par Cicchiti et al. (1959). Cette modélisation était la plus à même de prédire le comportement des chutes de pression sur la section test de 3 mm de diamètre intérieur.

Il apparaît que le modèle de Cicchiti et al. (1959) prédit en moyenne des gradients de pression plus forts que ceux constatés pour un diamètre intérieur de 3,0 mm, en particulier pour les écoulements intermittents. En revanche, pour un diamètre intérieur de 1,6 mm, cette modélisation sous-estime systématiquement le gradient de pression mesuré.

Dans le cas du modèle de Müller-Steinhagen et Heck (1986), l'évolution du gradient de pression prédit en fonction du gradient de pression expérimental est présentée sur la figure 4-7. La distribution des points est proche de celle du modèle homogène de Cicchiti et al. (1959). Globalement, le modèle prédit mieux les gradients de pression pour un diamètre intérieur de 3 mm.

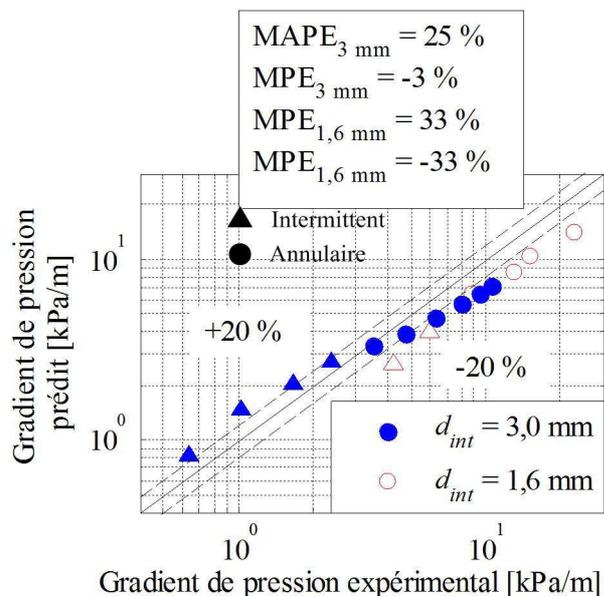


Figure 4-6 Evolution du gradient de pression prédit par le modèle homogène et le calcul de la viscosité diphasique de Cicchiti et al. (1959) en fonction du gradient de pression constaté expérimentalement  $d_{int} = 1,6$  mm et de 3 mm

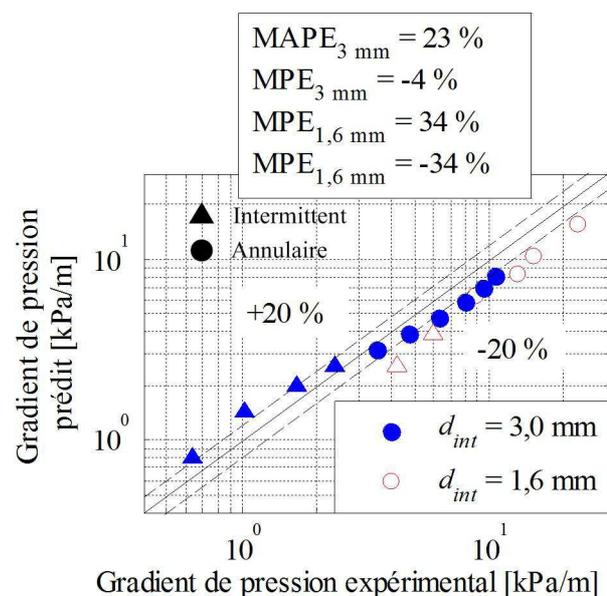


Figure 4-7 Evolution du gradient de pression prédit par la corrélation de Müller-Steinhagen et Heck (1986) en fonction du gradient de pression constaté expérimentalement pour  $d_{int} = 1,6$  mm et de 3 mm

La corrélation de Müller-Steinhagen et Heck (1986) considère les cas limites des écoulements monophasiques liquide et vapeur pour prédire l'évolution du gradient de pression avec le titre en vapeur. Par conséquent, le gradient de pression liquide étant calculé à partir du coefficient de frottement liquide turbulent, un décalage peut être observé du fait que le régime du cas limite liquide se situe dans la zone de transition laminaire-turbulent.

Ainsi, le confinement de l'écoulement a pour effet d'augmenter le gradient de pression dans la section test, ce qui est cohérent avec les prédictions des modèles de Cicchiti et al. (1959) et de Müller-Steinhagen et Heck (1986). Cependant, ces deux modèles sous-estiment systématiquement le gradient

de pression mesuré pour un diamètre intérieur de 1,6 mm, et particulièrement pour les régimes intermittents.

Tout comme la réduction de diamètre intérieur, l'orientation de l'évaporateur affecte le gradient de pression. Une campagne de mesures de pression différentielle en conditions adiabatiques a donc été menée avec la section de 1,6 mm de diamètre intérieur afin d'analyser l'évolution du gradient de pression totale et du gradient de pression dû aux frottements avec l'inclinaison de l'écoulement.

#### 4.2.2 Effet de l'inclinaison sur la chute de pression

L'étude de l'effet de l'inclinaison sur le gradient de pression totale et le gradient de pression dû aux frottements est présentée dans cette section. La section 4.2.2.1 présente l'évolution en fonction du sinus de l'angle d'inclinaison de la totalité des gradients de pression obtenus lors de la campagne de tests pour des vitesses massiques respectives de  $100 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ,  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Cette section permet une analyse de l'évolution de la chute de pression avec l'inclinaison ainsi qu'une comparaison avec les résultats obtenus par Spedding et al. (1982) en macro-canal. La section 4.2.2.2 présente une analyse paramétrique de l'effet de l'inclinaison, des conditions expérimentales et des régimes d'écoulement sur le gradient de pression en décomposant la chute de pression totale en termes de frottement et de gravité. Ces résultats sont commentés en terme de glissement entre les deux phases.

##### 4.2.2.1 Effet de l'inclinaison sur le gradient de pression totale

L'effet de l'inclinaison de la section test de 1,6 mm de diamètre intérieur sur le gradient de pression totale est présenté sur la figure 4-8 pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , des titres en vapeur variant de 0,08 à 0,61 et l'ensemble des angles d'inclinaison de la configuration verticale descendante ( $\sin \beta = -1$ ) à la configuration verticale ascendante ( $\sin \beta = 1$ ). La gamme de titres en vapeur des tests réalisés à  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  est traduite en terme d'évolution du nombre de Froude vapeur pour un angle d'inclinaison nul (cas horizontal). Le nombre de Froude vapeur utilisé est défini par l'équation (3-3) avec  $\beta = 0$ . L'évolution du nombre de Froude vapeur donne ainsi une indication sur l'évolution de la prépondérance de l'inertie de la phase vapeur sur les forces de gravité.

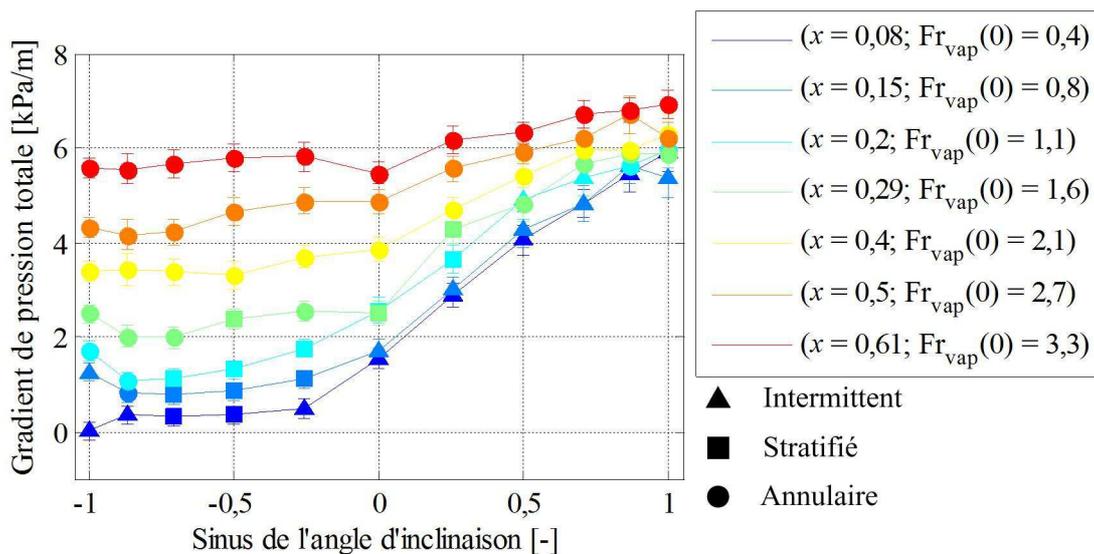


Figure 4-8 Evolution du gradient de pression totale avec le sinus de l'angle d'inclinaison pour  $d_{int} = 1,6 \text{ mm}$ ,  $G = 150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et  $x = 0,08, 0,15$  et  $0,2, 0,29, 0,4, 0,5$  et  $0,6$

Pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , quand l'angle d'inclinaison augmente, le gradient de pression totale augmente à l'exception de certaines transitions de la configuration verticale à la configuration à  $60^\circ$  ascendante ou descendante. Ceci s'explique principalement par l'augmentation de la composante statique de la chute de pression avec l'angle d'inclinaison. En outre, l'amplitude de l'augmentation du gradient de pression totale diminue quand le titre en vapeur augmente. En effet, pour un titre en vapeur de 0,08, l'amplitude de gradient de pression totale est de  $6 \text{ kPa.m}^{-1}$  alors qu'elle est de  $1,5 \text{ kPa.m}^{-1}$  pour un titre en vapeur de 0,6, ce qui se traduit par un nombre de Froude moindre. Ainsi, l'inertie de la phase vapeur ayant moins d'effet sur la dynamique de l'interface liquide-vapeur comparée aux forces de gravité, l'inclinaison a plus d'effet sur la chute de pression totale.

Bien que l'amplitude de l'augmentation du gradient de pression totale soit affectée par le titre en vapeur, les courbes d'évolution du gradient de pression totale montrent toutes une faible évolution pour un angle d'inclinaison inférieur à  $-15^\circ$ . Pour les courbes représentant les gradients de pression obtenus pour un titre en vapeur strictement supérieur à 0,2, ceci se traduit par une augmentation brusque de pente quand l'écoulement devient ascendant. Pour les titres en vapeur inférieurs à 0,2, le changement de comportement du gradient de pression total est moins fort et prend effet pour un angle d'inclinaison de  $-15^\circ$ . Pour des titres en vapeur inférieurs à 0,2, ce changement de comportement a lieu avec la transition de régime d'écoulement. En effet, pour des angles strictement négatifs, l'écoulement est stratifié ou intermittent à bulles très allongées alors que pour des angles positifs, l'écoulement est intermittent avec des poches et des bouchons. A contrario, pour des titres en vapeurs strictement supérieurs à 0,4, tous les écoulements sont annulaires et l'effet de la gravité sur l'évolution du gradient de pression totale est moins visible. Ceci se traduit par une faible différence de comportement du gradient de pression totale entre les écoulements descendants et ascendants.

La figure 4-9 présente l'évolution du gradient de pression totale avec le sinus de l'angle d'inclinaison pour une vitesse massique de  $100 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , et des titres en vapeur de 0,09, 0,19 et 0,29. La forme des courbes obtenues pour des titres en vapeur inférieurs à 0,2 et une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  est retrouvée pour l'ensemble des courbes de la figure 4-9, les gammes de nombre de Froude étant sensiblement les mêmes pour les deux vitesses massiques.

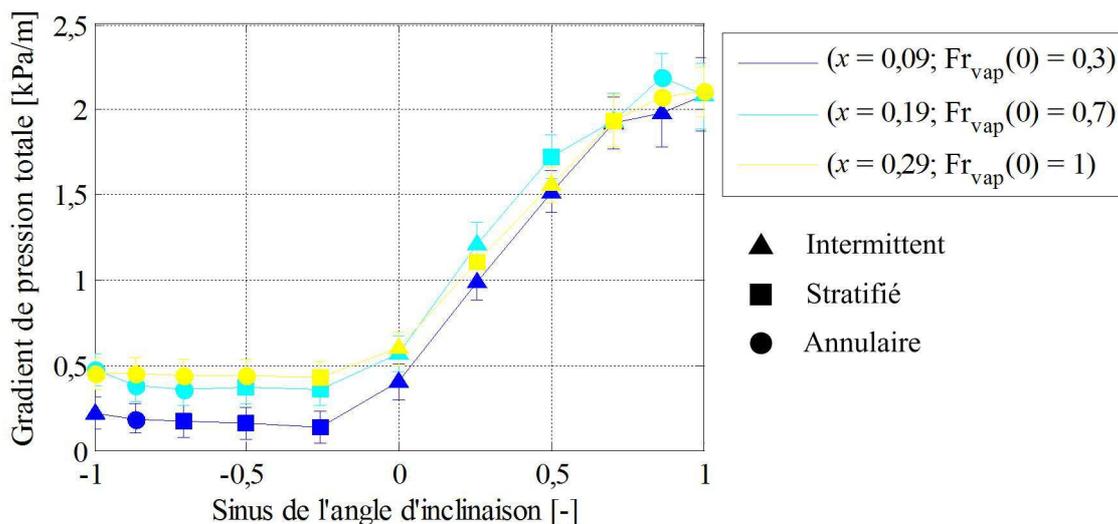


Figure 4-9 Evolution du gradient de pression totale avec le sinus de l'angle d'inclinaison pour  $d_{int} = 1,6 \text{ mm}$ ,  $G = 100 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et  $x = 0,09, 0,19$  et  $0,29$

La figure 4-10 présente l'évolution du gradient de pression totale avec le sinus de l'angle d'inclinaison pour une vitesse massique de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , et des titres en vapeur variant de 0,06 à 0,6. Du fait de l'augmentation de la vitesse massique, l'amplitude de variation du gradient de pression avec le titre en vapeur est en moyenne plus élevée, comme cela a pu être observé dans le cas horizontal.

Tout comme à une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , l'amplitude de variation du gradient de pression totale est plus élevée pour les titres en vapeur faibles à  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . De plus, l'amplitude maximale d'évolution du gradient de pression pour les deux vitesses massiques est systématiquement constatée pour le titre en vapeur minimal correspondant à un effet maximal des forces de gravité sur la dynamique de l'interface liquide-vapeur.

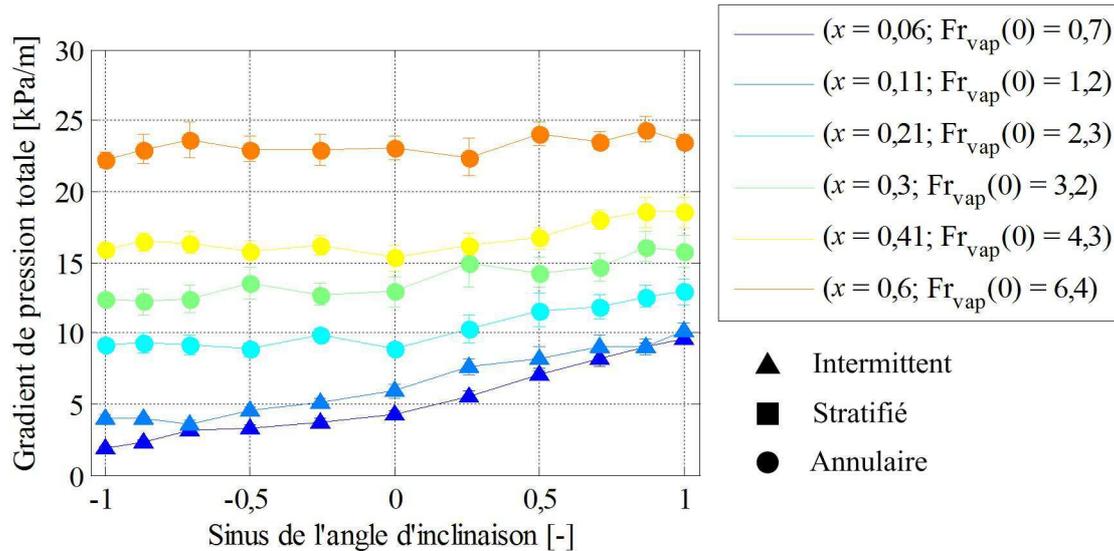


Figure 4-10 Evolution du gradient de pression totale avec le sinus de l'angle d'inclinaison pour  $d_{int} = 1,6 \text{ mm}$ ,  $G = 300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et  $x = 0,06, 0,11$  et  $0,21, 0,3, 0,41$  et  $0,6$

Bien que l'amplitude maximale d'augmentation du gradient de pression soit constatée pour le titre en vapeur minimal pour les deux vitesses massiques, la courbe d'évolution du gradient de pression pour une vitesse massique de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et un titre en vapeur de 0,06 est différente de celle obtenue pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et un titre en vapeur de 0,08. En effet, l'augmentation du gradient de pression à  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  subit une rupture de comportement à  $-15^\circ$ , ce qui n'est pas le cas pour une vitesse massique de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Ce changement de comportement est également observé pour les régimes d'écoulement. En effet, à  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , l'inertie de la phase vapeur ne permet pas d'obtenir d'écoulement stratifié en configuration descendante, l'écoulement étant systématiquement intermittent. Par conséquent, dans la configuration actuelle de la section test, la transition de comportement du gradient de pression totale peut être associée à la transition du régime d'écoulement stratifié (ou à poches allongées) au régime d'écoulement intermittent. A contrario, l'apparition du régime annulaire a pour effet de limiter l'effet de l'inclinaison sur le gradient de pression totale comme cela est synthétisé dans le tableau 4-1.

Les observations de transitions de comportements menées sur les graphes de la figure 4-8, figure 4-9 et la figure 4-10 pour des vitesses massiques de  $100 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ,  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  sont étayées en les comparant aux résultats de l'étude expérimentale réalisée par Spedding et al. (1982). Cette étude a été menée en écoulement air-eau pour différentes vitesses superficielles d'air et d'eau, à température ambiante et avec un diamètre intérieur de 45,5 mm. La figure 4-11 et la figure 4-12 présentent les résultats de l'étude présente et de l'étude de Spedding et al. (1982) pour des titres en

vapeur inférieurs à 0,4. La figure 4-13 et la figure 4-14 présentent les résultats de l'étude présente et de l'étude de Spedding et al. (1982) pour des titres en vapeur supérieurs à 0,4.

Tableau 4-1 Evolution de l'effet de l'inclinaison sur le gradient de pression totale en fonction des conditions expérimentales de la présente étude ( - : Faible effet ; + : Fort effet)

		Descendant	Ascendant
$x$ faible	$G$ faible	- (stratifié)	+ (intermittent)
	$G$ fort	+ (intermittent)	+ (intermittent)
$x$ fort	$G$ faible	- (annulaire)	- (annulaire)
	$G$ fort	- (annulaire)	- (annulaire)

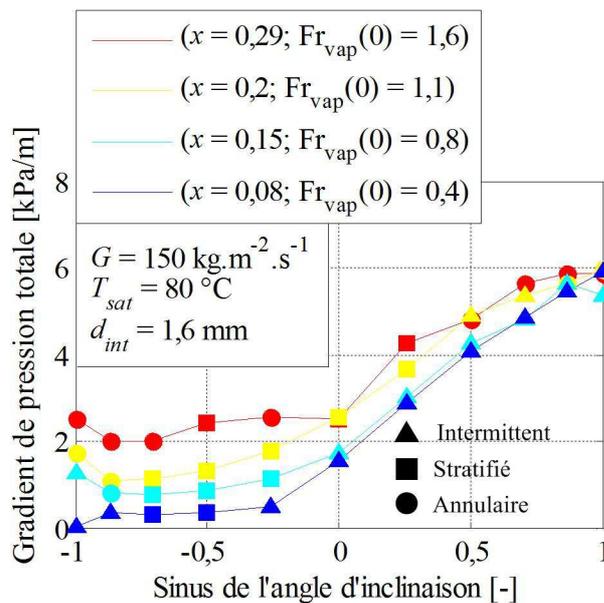


Figure 4-11 Evolution du gradient de pression totale avec le sinus de l'angle d'inclinaison pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et des titres en vapeur inférieurs à 0,4

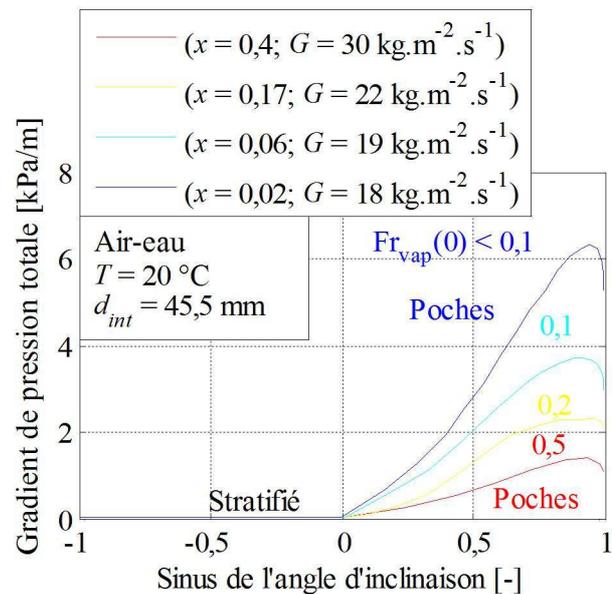


Figure 4-12 Evolution du gradient de pression totale avec le sinus de l'angle d'inclinaison de l'étude de Spedding et al. (1982) pour des titres en vapeur inférieurs à 0,4

Concernant les écoulements descendants à des titres en vapeur inférieurs à 0,4, l'étude de Spedding et al. (1982) montre que le gradient de pression est constant et nul et les écoulements sont stratifiés. Les écoulements ascendants correspondants sont des écoulements intermittents à poches et la transition de la configuration descendante à la configuration ascendante s'accompagne d'une augmentation du gradient de pression totale. De plus, plus le titre en vapeur est faible, plus l'amplitude d'augmentation du gradient de pression totale est grande. Cette transition de comportement est également observée dans les tests réalisés avec la section test de 1,6 mm de diamètre intérieur pour des faibles titres en vapeur et pour des vitesses massiques de  $100 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et de,  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Dans la configuration actuelle, cette transition a lieu pour des nombres de Froude vapeur inférieurs à 1,6 alors que dans la configuration de Spedding et al. (1982), elle s'est manifestée pour des nombres de Froude vapeur strictement inférieurs à 1,6.

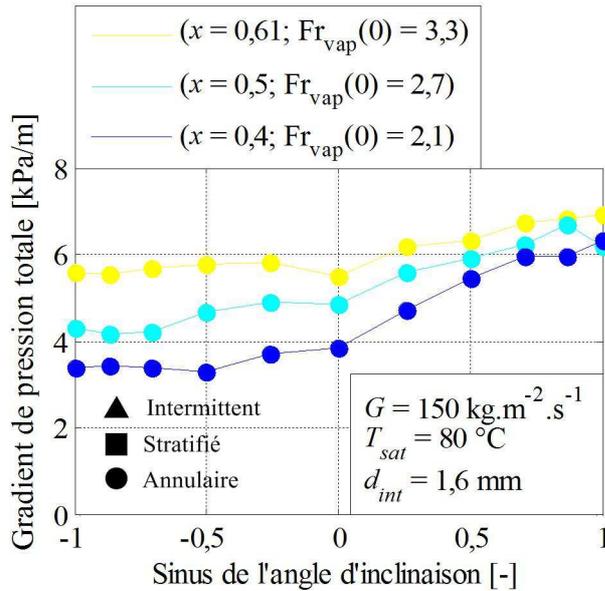


Figure 4-13 Evolution du gradient de pression totale avec le sinus de l'angle d'inclinaison pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et des titres en vapeur supérieurs à 0,4

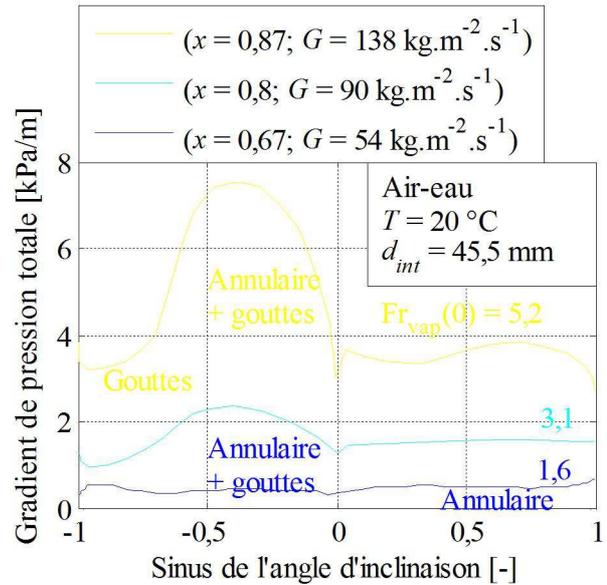


Figure 4-14 Evolution du gradient de pression totale avec le sinus de l'angle d'inclinaison d'après l'étude de Spedding et al. (1982) pour des titres en vapeur supérieurs à 0,4

Pour des titres en vapeur supérieurs à 0,67, l'étude de Spedding et al. (1982) a abouti à deux types de courbes d'évolution du gradient de pression avec le sinus de l'angle d'inclinaison. Pour un titre en vapeur de 0,67, les écoulements observés sont l'écoulement annulaire à gouttes pour les configurations descendantes et l'écoulement annulaire pour les configurations ascendantes. La faible transition de comportement de l'écoulement diphasique se traduit par une faible évolution du gradient de pression sur l'ensemble des inclinaisons testées. Ces observations sont également cohérentes avec celles obtenues pour  $G = 150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et  $x = 0,61$  en écoulements annulaires avec la section test actuelle.

Pour un titre en vapeur de 0,8 ou de 0,87, l'écoulement est annulaire pour les écoulements ascendants et le gradient de pression totale varie peu. En revanche, l'apparition du régime annulaire à gouttes pour les écoulements descendants est associée à une forte augmentation du gradient de pression totale. Pour des régimes proches de la configuration verticale descendante, la transition du régime annulaire à gouttes au régime à gouttes est observée, s'accompagnant d'une chute du gradient de pression totale. Ces transitions n'ont pas pu être observées lors de la campagne de test en conditions adiabatiques du fait de la gamme de titres en vapeur choisie.

Le maximum du gradient de pression totale pour  $G = 54 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et  $x = 0,67$ , de l'ordre de  $0,7 \text{ kPa.m}^{-1}$ , est nettement plus faible que celui atteint pour  $G = 18 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et  $x = 0,61$ , égal à  $6,3 \text{ kPa.m}^{-1}$  dans la configuration de Spedding et al. (1982). En revanche, dans toutes les conditions testées sur la section test de 1,6 mm de diamètre intérieur, le gradient de pression totale reste plus élevé pour un titre en vapeur plus élevé. Cette différence de comportement peut être associée à la différence de diamètre intérieur dans les deux configurations. Le diamètre intérieur choisi pour l'étude de Spedding et al. (1982) est égal à 45,5 mm, ce qui se traduit par un nombre de Bond égal à 280 pour un écoulement air-eau et une température de fluide de  $20 \text{ °C}$ . Dans la configuration actuelle, le nombre de Bond est égal à 4,1. Par conséquent, l'effet de l'inclinaison sur les transitions de régime d'écoulement est exacerbé dans le cas de l'étude de Spedding et al. (1982), les forces de gravité étant prépondérantes sur les forces capillaires. En revanche, dans l'étude présente, le nombre de Bond plus faible correspond à un confinement nettement plus fort. Ce confinement augmente l'effet de la

capillarité qui entretient la coalescence des bulles et permet une transition plus douce de comportement entre les régimes stratifiés et intermittents à bulles allongées ou à poches-bouchons. L'effet de la gravité sur les transitions de régime est par conséquent moins présent.

L'ensemble des observations réalisées sur le comportement du gradient de pression totale avec l'angle d'inclinaison et sa comparaison avec les résultats de l'étude menée par Spedding et al. (1982) montre un comportement global de la chute de pression rencontré en macro-canal. En revanche, l'amplitude de ces comportements est moindre qu'en macro-canal, ce qui est cohérent avec le nombre de Bond de l'étude présente, anticipant un comportement de type mini-canal où l'effet du confinement est plus présent.

#### **4.2.2.2 Effet de l'inclinaison sur le gradient de pression dû aux forces de frottements**

Dans cette section, plusieurs cas types de l'évolution du gradient de pression totale ainsi que des composantes du gradient de pression sont présentés. La décomposition en gradients de pression dû aux frottements et dû aux forces de gravité permet d'apporter une analyse complémentaire de celle apportée en section 4.2.2.1. Les évolutions des composantes du gradient de pression sont dans un premier temps présentées en fonction du titre en vapeur, permettant une comparaison avec le cas horizontal puis en fonction de l'inclinaison.

La figure 4-15 présente l'évolution du gradient de pression totale (a) ainsi que des gradients de pression dus aux forces de frottements et aux forces de gravité (b) en fonction du titre en vapeur et ce pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et des angles d'inclinaison de  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  et  $90^\circ$ . Le graphe a) montre que le gradient de pression totale augmente avec l'inclinaison et que plus le titre en vapeur est élevé, plus cette augmentation est faible, ce qui est cohérent avec les observations de la section 4.2.2.1. Le graphe b) montre que l'évolution du gradient de pression dû aux frottements avec le titre en vapeur varie faiblement avec l'orientation pour ces écoulements ascendants. L'évolution différente du gradient de pression totale pour la configuration horizontale s'explique uniquement par l'augmentation de la chute de pression statique en écoulement ascendant, augmentation qui s'atténue avec le titre en vapeur. En effet, l'évolution de la composante de frottements du gradient de pression est en partie due aux transitions de régimes diphasiques rencontrés. Ceux-ci sont assez similaires pour l'ensemble des écoulements ascendants, étant systématiquement intermittents pour les titres en vapeur faibles puis annulaires, le titre en vapeur augmentant.

La figure 4-16 présente l'évolution du gradient de pression totale (a) ainsi que des gradients de pression dus aux forces de frottements et aux forces de gravité (b) en fonction du titre en vapeur et ce pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et des angles d'inclinaison de  $0^\circ$ ,  $-45^\circ$  et  $-90^\circ$ . Le graphe a) montre que le gradient de pression totale évolue peu pour les écoulements descendants, ce qui est cohérent avec les observations faites en section 4.2.2.1. Le graphe b) montre une évolution du gradient de pression dû aux forces de gravité opposée à celle constatée sur la figure 4-15, la force de gravité étant motrice en écoulement descendant a contrario des écoulements ascendants. Le gradient de pression dû aux frottements diminue avec l'angle d'inclinaison, étant maximal pour l'écoulement vertical descendant ( $-90^\circ$ ). De plus, l'évolution du gradient de pression dû aux forces de frottement avec le titre en vapeur n'est pas monotone pour des angles de  $-45^\circ$  et de  $-90^\circ$ . En effet, on observe une diminution du gradient de pression pour ces inclinaisons avec des titres en vapeur inférieur à 0,2. La transition de comportement de l'évolution du gradient de pression avec le titre en vapeur correspond à la transition de régimes d'écoulement : du régime intermittent au régime annulaire à  $-90^\circ$  et du régime stratifié au régime annulaire à  $-45^\circ$ .

La figure 4-17 présente l'évolution du gradient de pression totale (a) et de ses composantes de gravité et de frottements (b) en fonction de l'inclinaison pour  $G = 150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et  $x = 0,1$  et  $0,6$ . Dans le

graphe (a), on retrouve la différence de comportement entre les faibles titres en vapeur et les forts titres en vapeur présentés dans la section 4.2.2.1. Le gradient de pression totale évolue peu pour  $x = 0,6$  alors qu'il augmente à partir d'un angle d'inclinaison de  $-15^\circ$  pour  $x = 0,1$ . Le graphe (b) montre que l'évolution des gradients de pression statique est linéaire et que la pente du gradient de pression statique pour  $x = 0,1$  est plus élevée que pour  $x = 0,6$ . Ceci est dû au fait que le terme de gradient de pression statique est proportionnel au sinus de l'angle d'inclinaison ainsi qu'à la masse volumique équivalente. Or, la masse volumique équivalente décroît avec le titre en vapeur, la vapeur étant moins dense que le liquide. Par conséquent, l'amplitude de variation du gradient de pression statique diminue systématiquement avec le titre en vapeur.

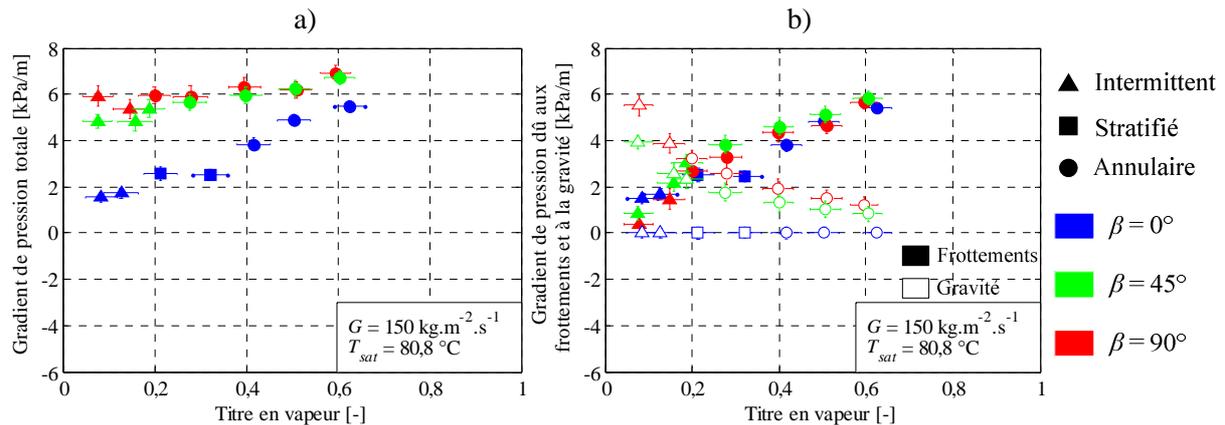


Figure 4-15 Evolution du gradient de pression totale (a) et des composantes du gradient de pression (b) en fonction du titre en vapeur pour un  $d_{int} = 1,6 \text{ mm}$ ,  $G = 150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ,  $T_{sat} = 80,8 \text{ °C}$  et  $\beta = 0^\circ, 45^\circ$  et  $90^\circ$  (ascendants)

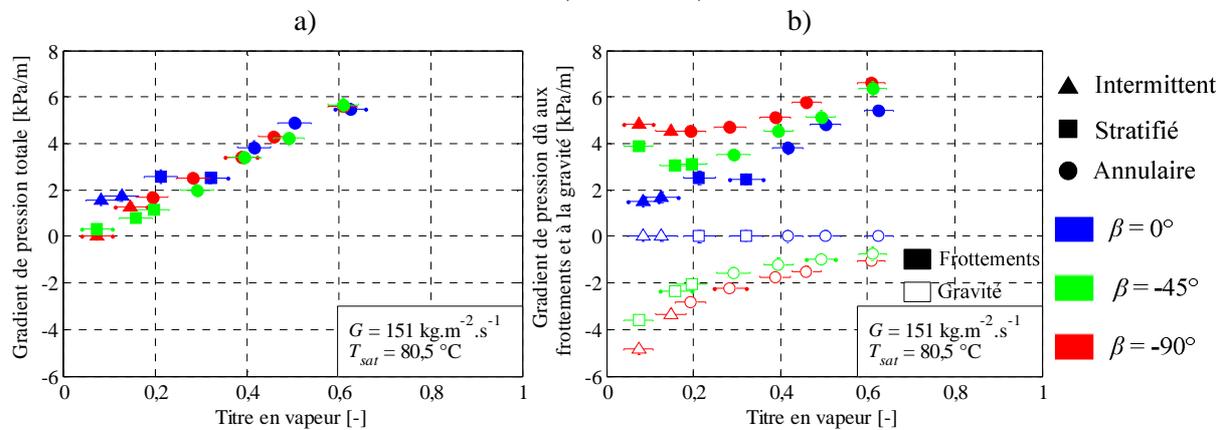


Figure 4-16 Evolution du gradient de pression totale (a) et des composantes du gradient de pression (b) en fonction du titre en vapeur pour un  $d_{int} = 1,6 \text{ mm}$ ,  $G = 150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ,  $T_{sat} = 80,5 \text{ °C}$  et  $\beta = 0^\circ, -45^\circ$  et  $-90^\circ$  (descendants)

Ainsi, pour  $x = 0,1$ , le graphe (b) met en avant la transition de comportement des écoulements descendants aux écoulements ascendants. Pour les écoulements descendants, le gradient de pression dû aux frottements diminue avec l'angle d'inclinaison et est compensé par le gradient de pression dû aux forces de gravité. Ceci a pour effet d'avoir un gradient de pression totale constant pour ces inclinaisons. Concernant les écoulements ascendants, le gradient de pression dû aux frottements évolue nettement moins que pour les écoulements descendants alors que la pente de la courbe d'évolution du gradient dû aux forces de gravité reste inchangée. Ceci se traduit en termes de pression totale par l'augmentation du gradient.

Pour  $x = 0,6$ , les graphes (a) et (b) montrent des tendances similaires des gradients de pression mais avec des amplitudes nettement moindres, de l'ordre de  $1 \text{ kPa}\cdot\text{m}^{-1}$  pour  $x = 0,6$  contre  $6 \text{ kPa}\cdot\text{m}^{-1}$  pour  $x = 0,1$  concernant la pression totale. Cette observation est cohérente avec le fait que quand le titre en vapeur augmente, l'effet des forces de gravité est éclipsé par celui des forces inertielles de la phase vapeur qui ne dépendent pas de l'inclinaison de l'écoulement diphasique.

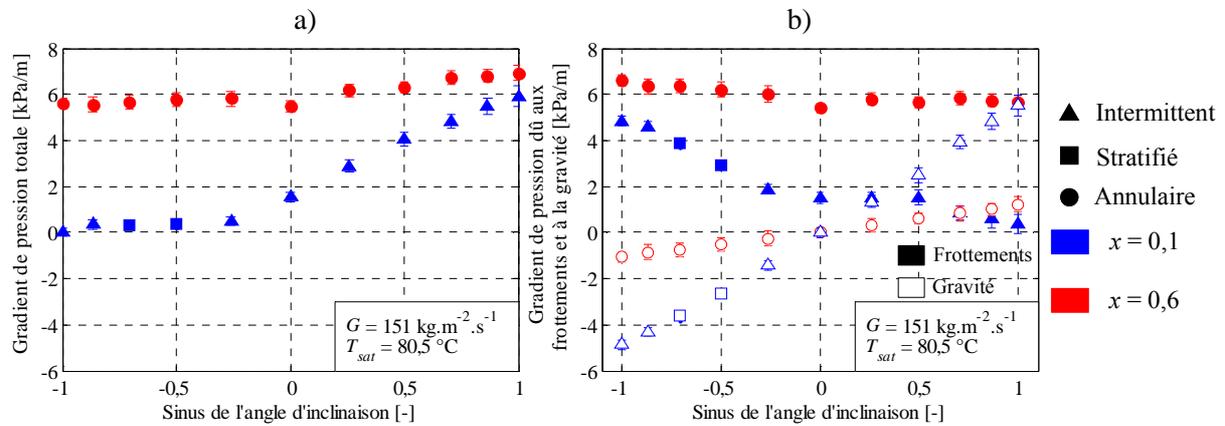


Figure 4-17 Evolution du gradient de pression totale (a) et des composantes du gradient de pression (b) en fonction du sinus de l'angle  $d_{int} = 1,6 \text{ mm}$ ,  $G = 150 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $T_{sat} = 80,6^\circ\text{C}$  et  $x = 0,1$  et  $0,6$

La figure 4-18 présente l'évolution du gradient de pression totale (a) et de ses composantes de gravité et de frottements (b) en fonction de l'inclinaison pour  $G = 300 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ , et  $x = 0,1$  et  $0,6$ . Pour  $x = 0,6$ , le graphe (a) ne montre pas de tendance d'évolution du gradient de pression totale avec l'inclinaison. Cette observation est étayée par le graphe (b) en considérant le fait que la norme de la composante statique de gradient de pression est environ dix fois plus faible que celle de la composante due aux frottements. La composante due aux frottements n'évoluant pas avec l'inclinaison, le gradient de pression totale n'évolue pas non plus. Ces observations sont cohérentes avec le fait que dans ces conditions, tous les régimes d'écoulement rencontrés sont annulaires, l'écoulement étant majoritairement guidé par l'inertie de la phase vapeur et non pas par les forces de gravité.

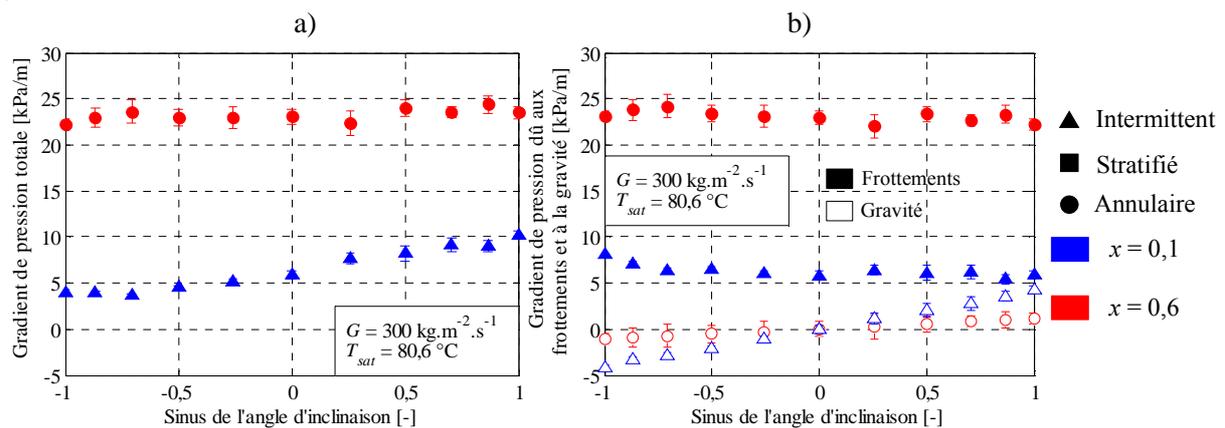


Figure 4-18 Evolution du gradient de pression totale (a) et des composantes du gradient de pression (b) en fonction du sinus de l'angle  $d_{int} = 1,6 \text{ mm}$ ,  $G = 300 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $T_{sat} = 80,6^\circ\text{C}$  et  $x = 0,1$  et  $0,6$

Pour  $x = 0,1$ , l'amplitude d'évolution du gradient de pression totale constatée dans le graphe (b) est de  $6 \text{ kPa.m}^{-1}$ , soit la même que celle constatée pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Cependant, le changement de comportement constaté sur la figure 4-17 semble s'opérer pour un angle d'inclinaison de  $-45^\circ$ .

Les évolutions du gradient de pression dû aux frottements en fonction de l'angle d'inclinaison présentées sur la figure 4-17 et la figure 4-18 peuvent être analysées en termes de contrainte entre la phase liquide et la phase vapeur et de contrainte du liquide contre la paroi interne de la conduite. En effet, d'un point de vue qualitatif, quand l'écoulement est descendant, la phase liquide subit plus les forces de gravité du fait de sa masse volumique supérieure à celle de la phase vapeur. Par conséquent, elle est accélérée, ce qui a deux effets sur les contraintes au sein des phases. Le premier effet est que la contrainte du liquide contre la paroi interne est plus élevée par rapport au cas horizontal, le liquide s'écoulant plus rapidement. Le second est que le glissement entre la phase liquide et la phase vapeur est plus faible dans cette configuration que dans la configuration horizontale, la phase liquide étant plus accélérée que la phase vapeur. Ainsi, la vitesse relative de la phase vapeur par rapport à la phase liquide diminue, diminuant la contrainte entre ces deux phases.

Quand l'angle d'inclinaison augmente et en ne considérant pas de transitions de régimes d'écoulement, la contrainte du liquide contre la paroi interne diminue et la contrainte entre les phases liquide et vapeur augmente du fait de la diminution de la vitesse du liquide. D'un point de vue quantitatif, les contraintes associées aux phases ainsi que leurs effets sur le gradient de pression peuvent être prises en compte simplement dans le cas d'un écoulement stratifié, comme cela est présenté dans l'étude de Taitel et Dukler (1976). Cette étude considère un écoulement stratifié lisse à l'équilibre et les contraintes pariétales  $y$  sont exprimées de la façon suivante :

$$\tau_{w,liq} = f_{liq} \frac{\rho_{liq} u_{liq}^2}{2} \quad (4-15)$$

où  $\tau_{w,liq}$  est la contrainte du liquide contre la paroi interne,  $f_{liq}$  le coefficient de frottement liquide associé,  $u_{liq}$  la vitesse de la phase liquide.

$$\tau_i = f_i \frac{\rho_{vap} (u_{vap} - u_i)^2}{2} \quad (4-16)$$

où  $\tau_i$  est la contrainte au niveau de l'interface entre les deux phases,  $f_i$  le coefficient de frottement associé à cette contrainte,  $u_{vap}$  la vitesse de la phase vapeur et  $u_i$  la vitesse de l'interface.

Cette étude considère que pour les écoulements stratifiés, le coefficient de frottement  $f_i$  peut être confondu avec celui de la phase vapeur et que la vitesse de la phase vapeur est grande devant celle de l'interface. Ces hypothèses aboutissent à l'expression suivante de la contrainte entre les deux phases :

$$\tau_i = f_{vap} \frac{\rho_{vap} u_{vap}^2}{2} \quad (4-17)$$

Les équations (4-15) et (4-17) peuvent s'écrire sous la forme suivante :

$$\tau_{w,liq} = \frac{f_{liq}}{2\rho_{liq}} \left( \frac{(1-x)G}{1-\varepsilon(\beta)} \right)^2 \quad (4-18)$$

$$\tau_i = \frac{f_{vap}}{2\rho_{vap}} \left( \frac{xG}{\varepsilon(\beta)} \right)^2 \quad (4-19)$$

En considérant ces expressions des contraintes liquide-paroi et liquide-vapeur, et en considérant l'évolution du taux de vide prédite par la méthode de Bhagwat et Ghajar (2014), on obtient l'évolution des contraintes en fonction de l'inclinaison présentée sur la figure 4-19. Celle-ci montre que dans le cadre de la modélisation proposée par Taitel et Dukler (1976) de l'écoulement stratifié lisse, la contrainte entre la phase liquide et la phase vapeur augmente avec l'inclinaison alors que la contrainte de la phase liquide sur la paroi interne diminue avec l'angle d'inclinaison. De plus, cette modélisation implique que l'évolution du gradient de pression dû aux frottements est majoritairement guidée par la contrainte liquide, celle-ci étant plus de dix fois supérieure à celle de l'interface liquide-vapeur. Il est à noter que l'évolution du gradient de pression est associée non seulement aux contraintes mais également aux surfaces de contact entre les phases et avec la paroi interne. Ainsi, cette analyse est permise du fait que les régimes stratifiés observés permettent d'obtenir des surfaces de contact comparables.

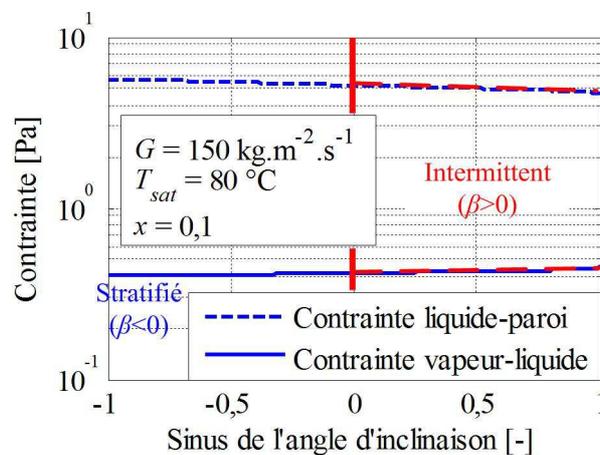


Figure 4-19 Evolution avec le sinus de l'angle d'inclinaison de la contrainte liquide-paroi et de la contrainte vapeur-liquide pour  $x = 0,1$

Cependant, d'après les observations faites des régimes d'écoulement sur la présente section test, les écoulements stratifiés ne sont présents que pour les écoulements descendants. Ainsi, l'évolution attendue de la contrainte entre les deux phases avec la transition du régime stratifié au régime intermittent est présentée sur le graphe (a) de la figure 4-20. Celle-ci dépend grandement de la dynamique de l'interface liquide-vapeur et donc de la géométrie de l'écoulement intermittent rencontré. De plus, la transition du régime stratifié au régime à poches-bouchons s'accompagne d'une augmentation considérable de la surface de contact entre les deux phases, ce qui augmente l'effet de contraintes entre les deux phases sur le gradient de pression par frottements.

En conclusion, la chute de pression par frottements diminue quand l'angle d'inclinaison augmente pour les angles d'inclinaison négatifs puisque la contrainte du liquide sur la paroi interne diminue et n'est pas compensée par la contrainte entre les deux phases nettement plus faible. Pour les angles d'inclinaison positifs, l'écoulement devient intermittent, la contrainte entre la paroi et le liquide continue d'augmenter mais est compensée par l'augmentation de la contrainte entre les deux phases, plus élevée du fait de la transition de régime. Cette compensation a pour effet la faible évolution du gradient de pression dû aux frottements dans les écoulements ascendants. Cette interprétation de la transition de comportement entre les écoulements ascendants et descendants est schématisée sur la figure 4-20.

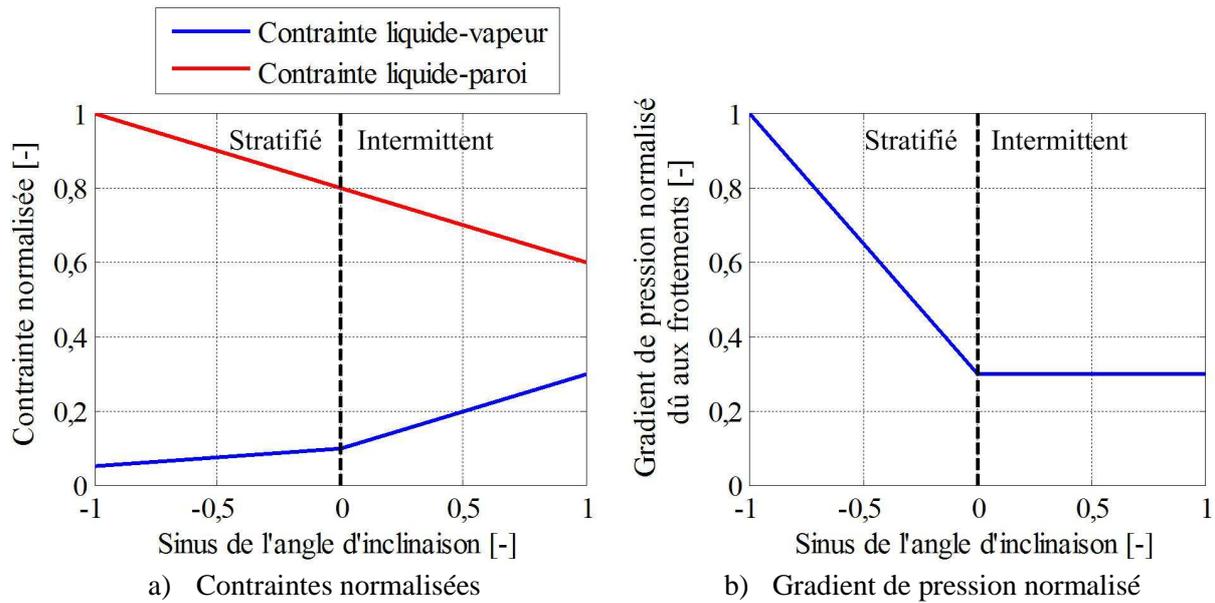


Figure 4-20 Schéma de l'évolution (a) des contraintes normalisées avec l'inclinaison ; (b) du gradient de pression dû aux frottements avec l'inclinaison

L'évolution des gradients de pression totale et dû aux frottements avec l'inclinaison a été décrite, analysée et comparée avec les résultats obtenus en macro-canal par Spedding et al. (1982). Les chutes de pression montrent une très forte dépendance aux régimes rencontrés, et en particulier à la transition du régime stratifié au régime intermittent pour les conditions où l'inertie de la phase vapeur est la plus faible. De plus, l'évolution du gradient de pression dû aux frottements peut être analysée qualitativement en considérant l'évolution du taux de vide avec l'inclinaison ainsi que la modélisation des contraintes interfaciales utilisée dans l'étude de Taitel et Dukler (1976).

### 4.3 Comparaison des gradients de pression totale obtenus expérimentalement avec les modèles de la littérature

L'ensemble des résultats de chutes de pression totale obtenus avec la section test inclinable est comparé avec plusieurs modèles de chutes de pression de la littérature dans cette section.

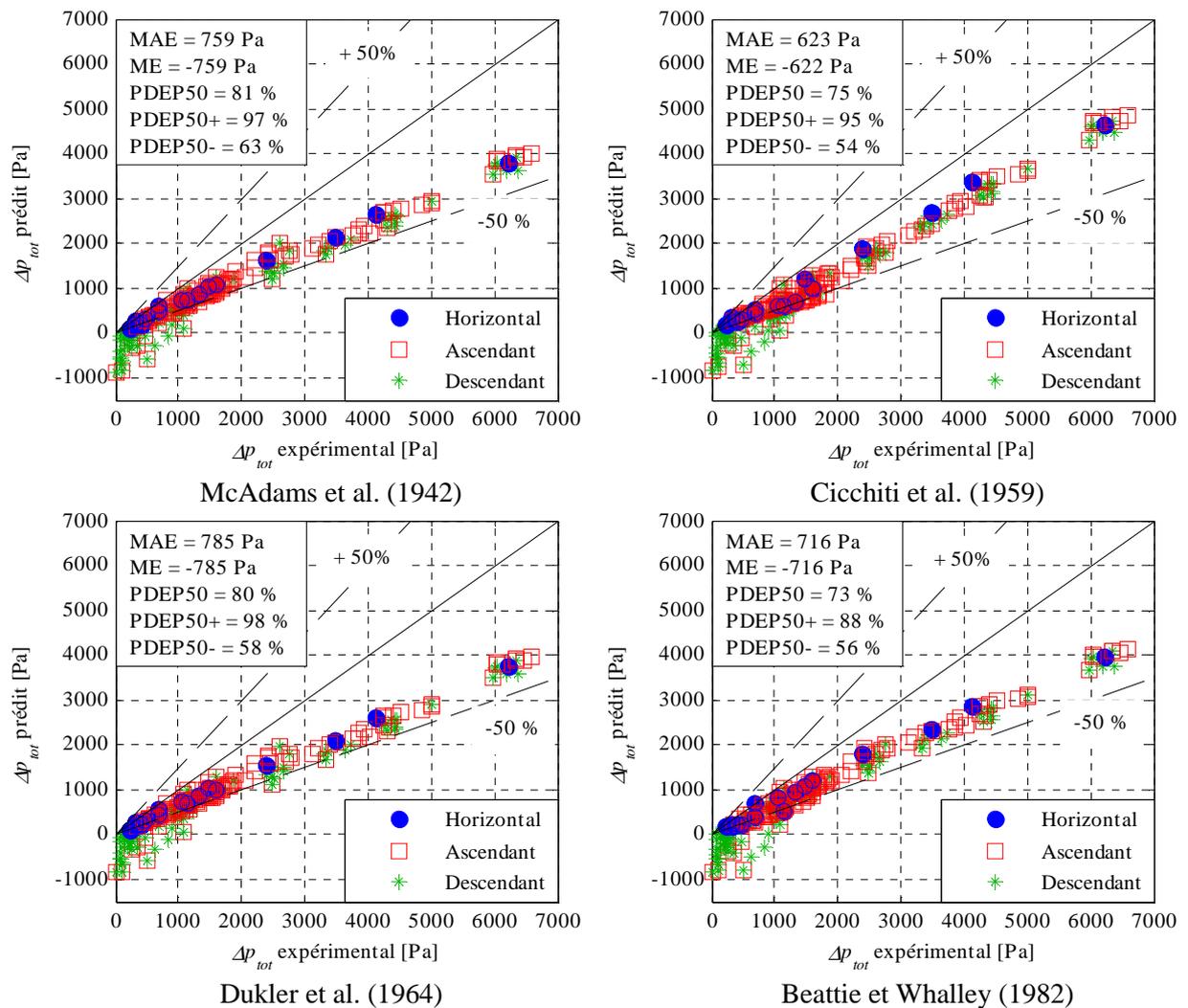
Comme cela est évoqué dans le chapitre 1, plusieurs genres de modèles ont été développés pour prédire les chutes de pression. Les deux modèles les plus employés sont le modèle homogène et le modèle à phases séparées, ayant été majoritairement développés en configuration horizontale. Les différentes corrélations utilisant ces modèles, et dont les prédictions ont été testées, sont présentées en annexe D.

Très peu de modèles de prédictions pour l'ensemble de la gamme d'inclinaison ont été constatés dans la littérature. Parmi eux figure le modèle empirique de Beggs et Brill (1973) dont les capacités de prédictions sont présentées et analysées en section 4.3.3.

#### 4.3.1 Modèle homogène

Les résultats de chutes de pression totales obtenus lors de la campagne de tests en conditions adiabatiques avec la section inclinable de 1,6 mm de diamètre intérieur sont comparés avec dix expressions de viscosité dynamique diphasique appliquée au modèle homogène. Les capacités de prédiction de ces modèles sont analysées sur la figure 4-21 en termes d'évolution de la chute de pression totale prédite en fonction de la chute de pression totale constatée expérimentalement. De plus,

les capacités de prédiction de chaque modèle sont analysées avec deux indicateurs statistiques absolus introduits en section 3.2.4.3 : l'erreur absolue moyenne (MAE) et l'erreur moyenne (ME). L'analyse statistique des capacités de prédiction des modèles est complétée avec trois indicateurs relatifs : le pourcentage de données prédites avec une erreur relative inférieure à 50 % (PDEP50), le pourcentage de données prédites en écoulement ascendant ou horizontal avec une erreur relative inférieure à 50 % (PDEP50+) et le pourcentage de données prédites en écoulement descendant avec une erreur relative inférieure à 50 %. Ces trois derniers indicateurs permettent de comparer les capacités de prédiction des chutes de pression en écoulements descendants et ascendants. Le tableau 4-2 résume les capacités de prédiction des corrélations élaborées avec le modèle homogène pour la présente base de données.



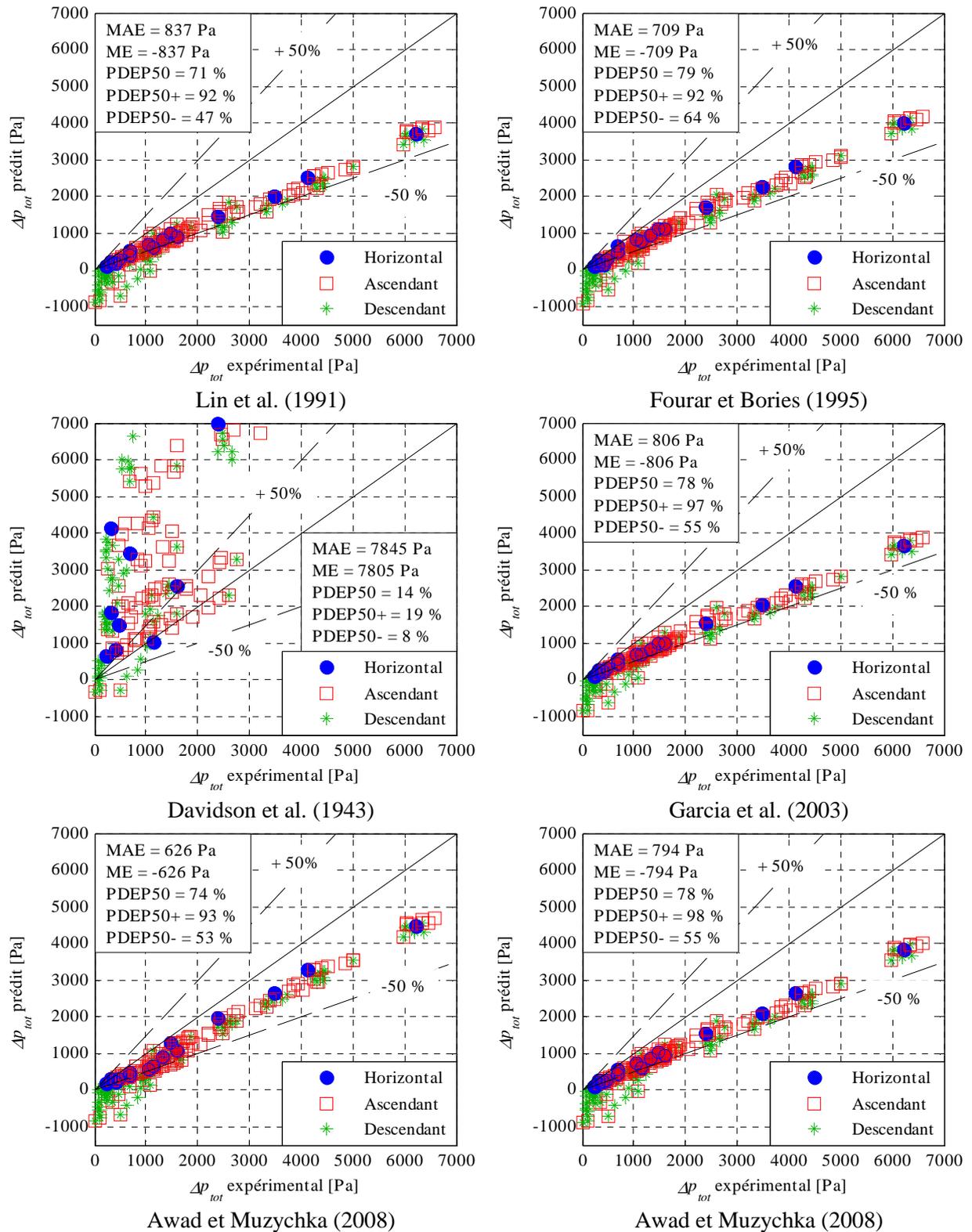


Figure 4-21 Evolution de la chute de pression totale prédite en fonction de la chute de pression expérimentale pour dix modèles homogènes de chute de pression

Tableau 4-2 Capacités de prédictions des corrélations utilisant le modèle homogène

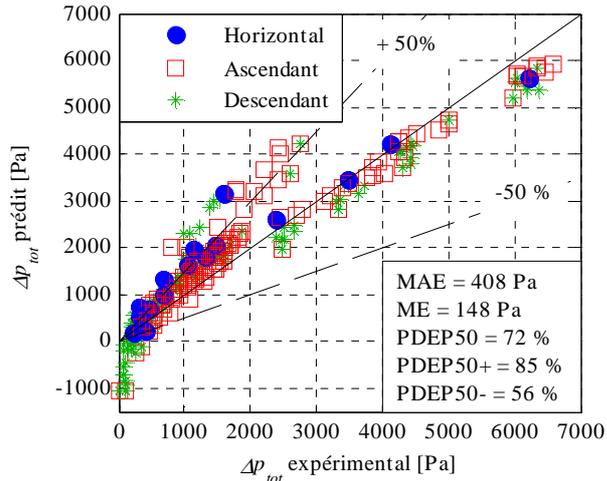
	MAE [Pa]	ME [Pa]	PDEP50 [%]	PDEP50+ [%]	PDEP50- [%]
McAdams et al. (1942)	759	-759	81	97	63
Cicchiti et al. (1959)	623	-622	75	95	54
Dukler et al. (1964)	785	-785	80	98	58
Beattie et Whalley (1982)	716	-716	73	88	56
Lin et al. (1991)	837	-837	71	92	47
Fourar et Bories (1995)	709	-709	79	92	64
Davidson et al. (1943)	7845	7805	14	19	8
Garcia et al. (2003)	806	-806	78	97	55
Awad et Muzychka (2008)	626	-626	74	93	53
Awad et Muzychka (2008)	794	-794	78	98	55

A l'exception du modèle de Davidson et al. (1943), tous les modèles homogènes testés sous-estiment la chute de pression totale que l'écoulement soit horizontal, ascendant ou descendant, et ce pour la quasi-totalité des points de données. Les valeurs des indicateurs relatifs indiquent qu'ils sont globalement plus aptes à prédire le comportement des chutes de pression en écoulements ascendants. Ceci s'explique par le fait qu'à faible inertie de phase vapeur, la chute de pression due aux frottements en écoulement ascendant dépend peu de l'orientation a contrario des régimes descendants. Par conséquent, les modèles homogènes ne prenant pas en compte l'inclinaison, ils ne peuvent prédire l'évolution du comportement du gradient de pression totale en configuration descendante à faible vitesse massique.

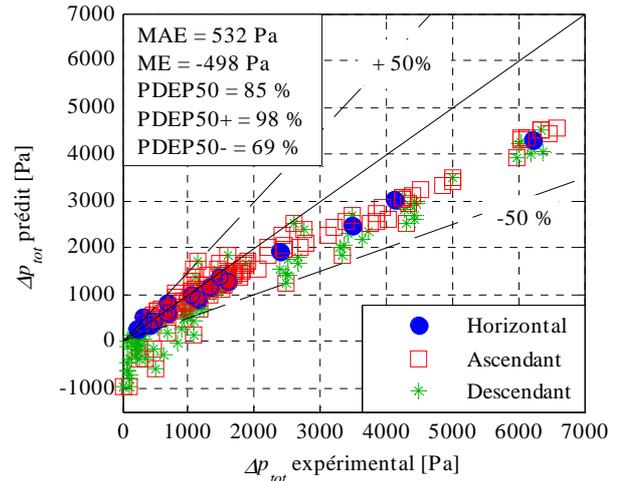
Considérant ces limites du modèle homogène pour décrire l'évolution du gradient de pression, les deux modèles de viscosité dynamique les plus aptes à prédire les chutes de pression en écoulements inclinés sont ceux de Cicchiti et al. (1959) et Awad et Muzychka (2008). Ce résultat est cohérent avec celui obtenu par Charnay (2014) dans le sens que ces deux modèles étaient les plus aptes à prédire la chute de pression en configuration horizontale avec un diamètre intérieur de 3 mm. La réduction de diamètre et l'orientation n'ont donc pas affecté l'efficacité relative de ces deux modèles par rapport à leurs modèles concurrents.

#### 4.3.2 Modèle à phases séparées

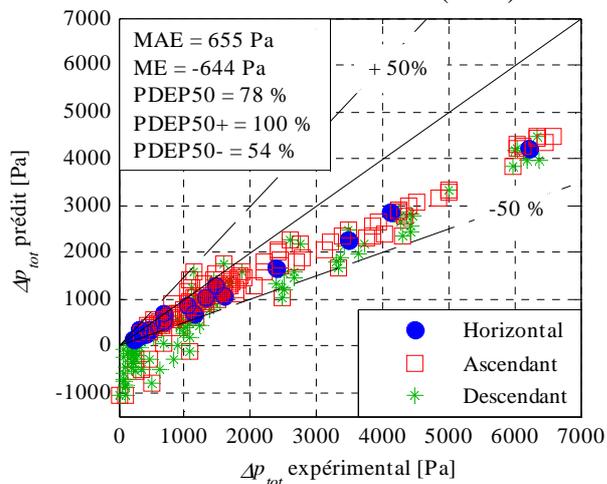
Les modèles à phases séparées, tous comme les modèles homogènes sont classiquement utilisés pour prédire les chutes de pression et ce pour différentes gammes de diamètres intérieurs. Ainsi, plusieurs modèles à phases séparées ont été développés pour les écoulements en macro-canal. Les capacités de prédictions de trois d'entre eux sont présentées sur la figure 4-22. Il s'agit des modèles de Lockhart et Martinelli (1949), de Friedel (1979) et de Müller-Steinhagen et Heck (1986). Les capacités de prédiction de neuf modèles à phases séparées adaptés aux écoulements en mini-canaux sont ensuite présentées. L'ensemble des indicateurs statistiques utilisés est le même que celui employé pour les modèles homogènes. Le tableau 4-3 résume les capacités de prédiction des corrélations élaborées avec le modèle à phases séparées pour la présente base de données.



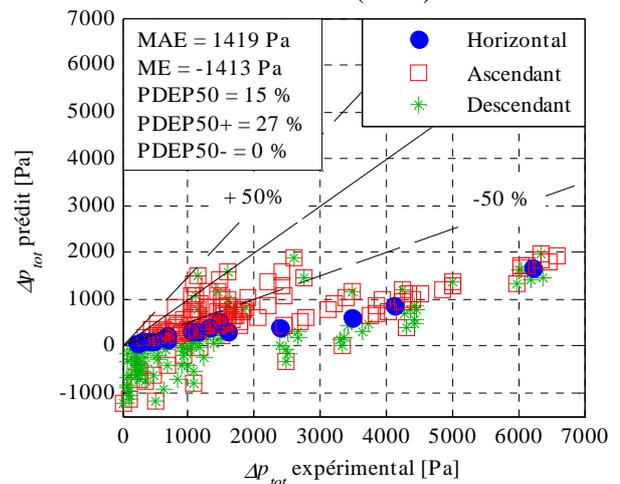
Lockhart et Martinelli (1949)



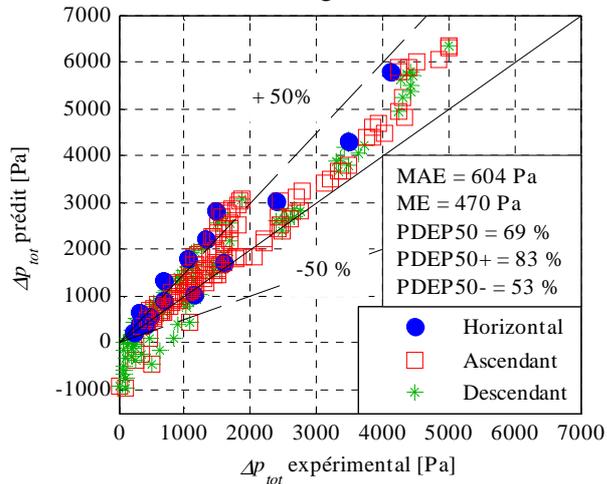
Friedel (1979)



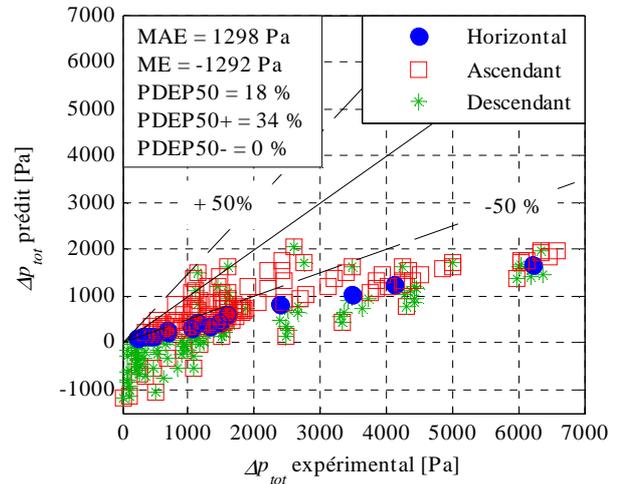
Müller-Steinhagen et Heck (1986)



Mishima et al. (1993)



Tran et al. (2000)



Chen et al. (2001)

## Etude des chutes de pression en écoulements diphasiques adiabatiques

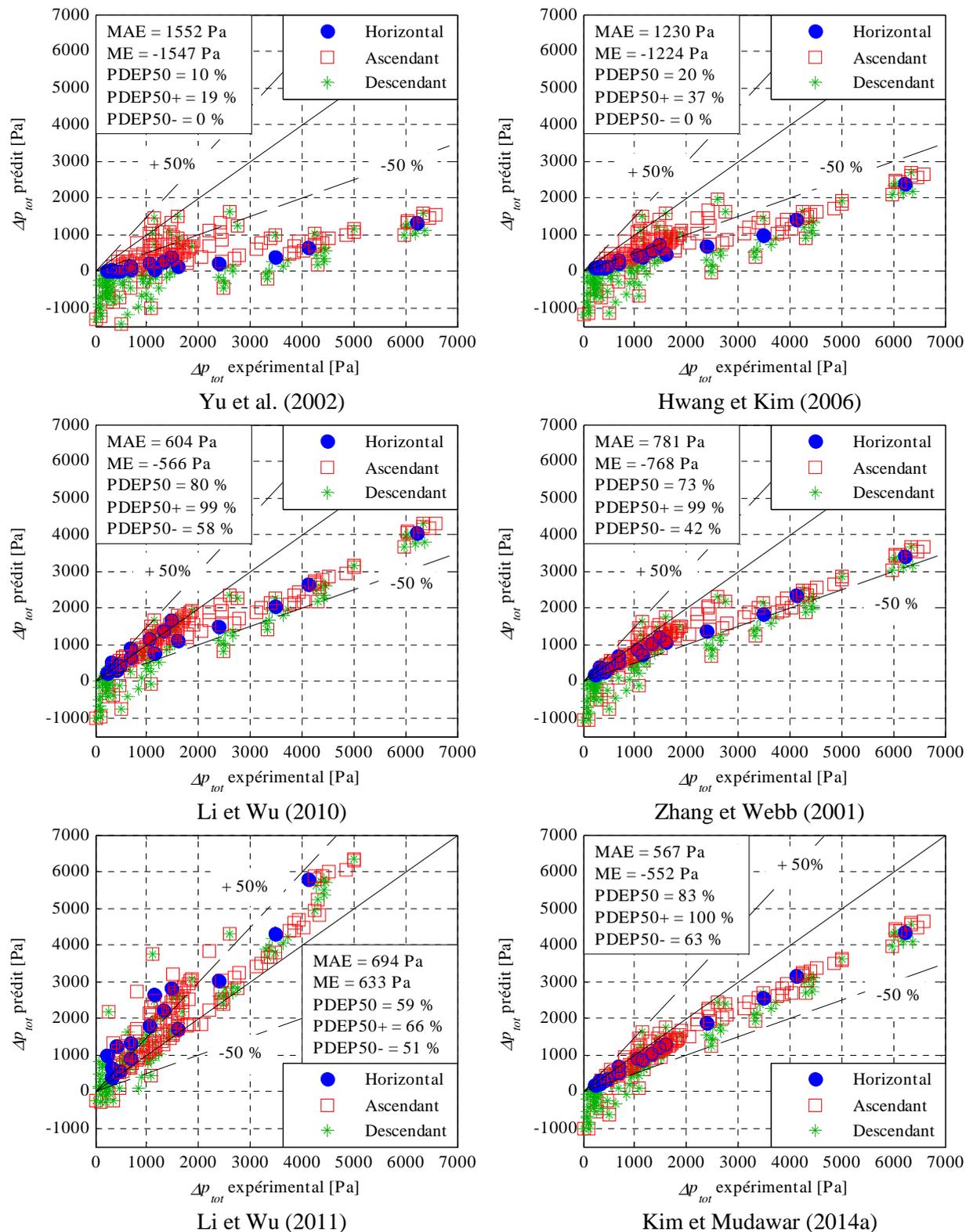


Figure 4-22 Evolution de la chute de pression totale prédite en fonction de la chute de pression expérimentale pour douze modèles de chute de pression à phases séparées

L'analyse comparative des capacités de prédiction des modèles à phases séparées indique que celui proposé par Lockhart et Martinelli (1949) présente les meilleurs indicateurs statistiques absolus. Les modèles de Friedel (1979) et Kim et Mudawar (2014a) sont les plus appropriés en termes d'indicateurs relatifs. Les capacités de prédiction de ces trois modèles sont meilleures que celles des modèles

homogènes de Cicchiti et al. (1959) et de Awad et Muzychka (2008). Pour autant, tous comme les modèles homogènes, ce modèle n'est pas à même de prédire l'évolution des chutes de pression en écoulements descendants, le comportement du gradient de pression dû aux frottements différant fortement du cas horizontal pour les écoulements descendants. Le fait que ce modèle soit plus apte à prédire la chute de pression que les modèles homogènes peut être associé aux glissements entre phases. En effet, il est apparu que pour toutes les conditions expérimentales celui-ci était systématiquement supérieur à l'unité, ce qui indique que la phase vapeur s'écoule plus rapidement que la phase liquide. Cette observation va à l'encontre de l'hypothèse d'égalité des vitesses des phases des modèles homogènes.

Tableau 4-3 Capacités de prédictions des corrélations utilisant le modèle à phases séparées

	MAE [Pa]	ME [Pa]	PDEP50 [%]	PDEP50+ [%]	PDEP50- [%]
Lockhart et Martinelli (1949)	408	148	72	85	56
Friedel (1979)	532	-498	85	98	69
Müller-Steinhagen et Heck (1986)	655	-644	78	100	54
Mishima et al. (1993)	1419	-1413	15	27	0
Tran et al. (2000)	604	470	69	83	53
Chen et al. (2001)	1298	-1292	18	34	0
Yu et al. (2002)	1552	-1547	10	19	0
Hwang et Kim (2006)	1230	-1224	20	37	0
Li et Wu (2010)	604	-566	80	99	58
Zhang et Webb (2001)	781	-768	73	99	42
Li et Wu (2011)	694	633	59	66	51
Kim et Mudawar (2014a)	567	-552	83	100	63

Ainsi, la plupart des modèles de la littérature ont été élaborés en configuration horizontale et ne prennent ainsi pas en compte l'effet de l'inclinaison. De ce fait, le gradient de pression dû aux frottements évoluant peu avec l'inclinaison en configurations horizontales et ascendantes, les modèles homogènes et à phases séparées semblent les plus appropriés pour prédire les chutes de pression dans ces configurations. Cependant la forte évolution du gradient de pression dû aux frottements en configuration descendante implique une nette dégradation des prédictions de ces modèles dans ces conditions. Seuls les modèles empiriques de Beggs et Brill (1973) et Mukherjee et Brill (1985) ont été développés pour prédire les chutes de pression en configuration inclinée en macro-canaux pour l'ensemble de la gamme d'inclinaisons. Ainsi, les deux modèles étant particulièrement similaires, le modèle de Beggs et Brill (1973) est présenté en annexe E et ses capacités de prédictions pour le jeu de données présent sont discutées en section 4.3.3.

#### 4.3.3 Modèle de Beggs & Brill

L'évolution des capacités de prédiction du modèle de Beggs et Brill (1973) en fonction des conditions expérimentales a été testée pour tous les points de données obtenus avec la campagne de mesures de chutes de pression. Les résultats sont présentés dans un premier temps en termes d'évolution de la prédiction du gradient de pression dû aux frottements en fonction des conditions expérimentales. La figure 4-23 présente l'évolution du gradient de pression dû aux frottements prédit et expérimental en

fonction du sinus de l'angle d'inclinaison pour les essais réalisés à une vitesse massique de  $150 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ . Pour les titres en vapeur inférieurs à 0,4, le modèle prédit correctement le gradient de pression pour les écoulements ascendants. Pour les titres en vapeur supérieurs à 0,4, l'inclinaison ayant moins d'effet sur les chutes de pression, la capacité de prédiction du modèle est meilleure. De plus, le modèle prédit une transition du régime intermittent pour un titre en vapeur de 0,4 au régime distribué pour un titre en vapeur de 0,5. D'après la définition du régime distribué utilisée dans le modèle de Beggs et Brill (1973), il s'agit d'un écoulement pouvant être assimilé à un brouillard. Ce régime n'a jamais été observé dans les conditions expérimentales, montrant la limite d'application du modèle de régimes d'écoulement au cas présent.

Les conditions expérimentales d'élaboration de ce modèle sont sans doute responsables de cet écart dans le sens que le comportement des chutes de pression est affecté par le diamètre interne de la conduite, comme cela a été présenté en section 4.2.2.1. En effet, la corrélation ayant été élaborée en macro-canal, la gravité affecte nettement plus le comportement de l'écoulement et donc des chutes de pression. Par conséquent, le modèle pouvant tout au plus refléter l'évolution des chutes de pression en macro-canal, il n'est capable que de prédire l'évolution de la chute de pression expérimentale en écoulement ascendant, similaire à celle rencontrée en macro-canal.

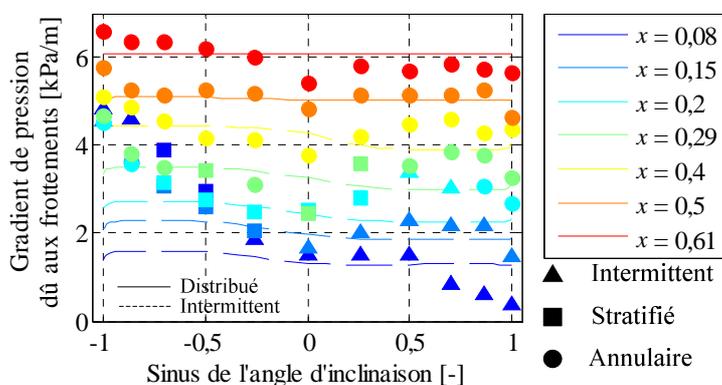


Figure 4-23 Evolution des prédictions du modèle de Beggs et Brill (1973) comparées aux gradients de pression expérimentaux pour  $G = 150 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$

Cependant, bien qu'étant incapable de prédire l'évolution de la chute de pression en écoulement descendant, le modèle de Beggs et Brill (1973) présente des indicateurs statistiques bien meilleurs que ceux caractérisant les capacités de prédiction des modèles homogènes et à phases séparées comme cela est présenté sur la figure 4-24.

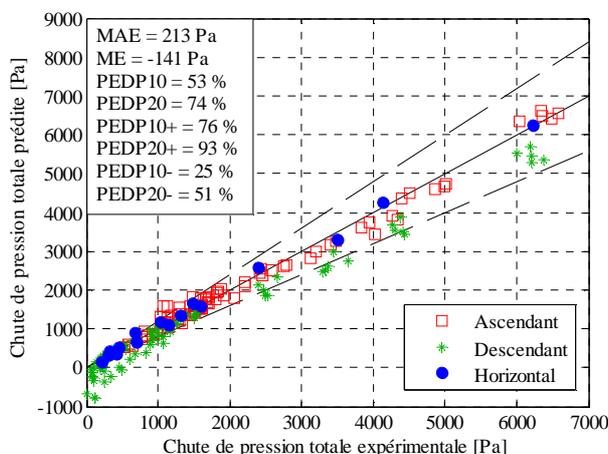


Figure 4-24 Capacités de prédiction de la chute de pression prédite par Beggs et Brill (1973)

Tous les modèles de chutes de pression testés montrent leur meilleure capacité de prédiction de la chute de pression pour les écoulements ascendants que pour les écoulements descendants. De fait, le gradient de pression évoluant peu pour les écoulements ascendants, l'effet de la gravité n'a pas à être pris en compte et le modèle de Beggs et Brill (1973) présente les meilleures prédictions. Cependant, bien que ce modèle ait été développé en écoulements inclinés, il n'est pas capable de prédire l'évolution constatée du gradient de pression dû aux frottements pour les écoulements descendants.

Une analyse des capacités de prédiction de l'évolution de la chute de pression expérimentale de différents modèles usuels ayant été menée, l'effet des régimes d'écoulement sur les fluctuations de chutes de pression est maintenant abordé.

#### **4.4 Effet des régimes d'écoulement sur les fluctuations de chutes de pression**

L'étude de l'effet des régimes d'écoulement sur les fluctuations de chutes de pression est motivée par la caractérisation des régimes d'écoulement. En effet, dans le cas de conduites opaques, le régime de l'écoulement diphasique peut être caractérisé en accédant à l'évolution temporelle de la chute de pression. Cette caractérisation en écoulement vertical ascendant est permise en considérant la distribution fréquentielle de l'évolution de la chute de pression ainsi que ses moments statistiques comme cela a été présenté dans les études menées par Tutu (1982) et Matsui (1984).

La section présente a pour but de montrer l'effet de l'inclinaison sur les fluctuations de pression et de montrer les liens entre régimes observés et fluctuations de pression constatées lors de la campagne de tests. L'analyse reste cependant qualitative, la caractérisation des régimes d'écoulements avec les fluctuations de chutes de pression nécessitant une fréquence d'échantillonnage bien plus élevée que celle permise par le système d'acquisition utilisé.

Pour chaque échantillon de mesures de gradient de pression recueilli lors de la campagne d'essais en conditions adiabatiques, l'écart-type de la distribution a été calculé. Celui-ci permet ainsi d'accéder simplement aux fluctuations de chutes de pression pour chaque configuration testée. Les graphes (a) et (b) de la figure 4-25 présentent l'évolution de cet écart-type pour deux vitesses massiques de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et pour différents titres en vapeur. Le graphe (a) montre que pour des titres en vapeur de 0,08 et 0,2 pour lesquels le régime stratifié peut se former, la transition du régime stratifié au régime intermittent s'accompagne d'une nette augmentation de l'écart-type du gradient de pression, de l'ordre de 100 Pa. Pour des titres en vapeur de 0,4 et 0,6, l'écart-type n'a pas de tendance d'évolution particulière, ce qui est cohérent avec le fait que l'écoulement est annulaire quel que soit son inclinaison. Globalement, les écoulements stratifiés et annulaires descendants sont associés à un écart-type particulièrement faible pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ .

Pour une vitesse massique de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , le maximum d'écart-type de gradient de pression constaté est de 4 kPa/m alors qu'il est de 1 kPa/m pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . L'augmentation du débit de l'écoulement a pour effet d'augmenter les fluctuations de chutes de pression quel que soit le régime, ce qui peut s'expliquer par l'augmentation de l'intensité et de la vitesse des déformations de l'interface liquide-vapeur. Pour tous les régimes annulaires, l'écoulement vertical descendant est caractérisé par une fluctuation de la chute de pression faible par rapport à la moyenne constatée sur l'ensemble de la gamme d'inclinaisons. L'effet est moins prononcé pour les régimes intermittents à un titre en vapeur de 0,06.

Tutu (1982) et Matsui (1984) ont observé que les fluctuations de chutes de pression augmentent avec l'intensité des variations temporelles de la géométrie de l'interface liquide. Les écoulements stratifiés

sont caractérisés par un faible écart-type du gradient de pression alors que l'écart-type des écoulements intermittents est plus forte. Dans le cas des écoulements stratifiés observés pour des angles d'inclinaison négatifs, l'interface liquide-vapeur ne subit que peu de déformations, ce qui se traduit par un faible écart-type de chute de pression. Au contraire, pour les écoulements intermittents, l'alternance de poches et de bouchons fait fluctuer la chute de pression.

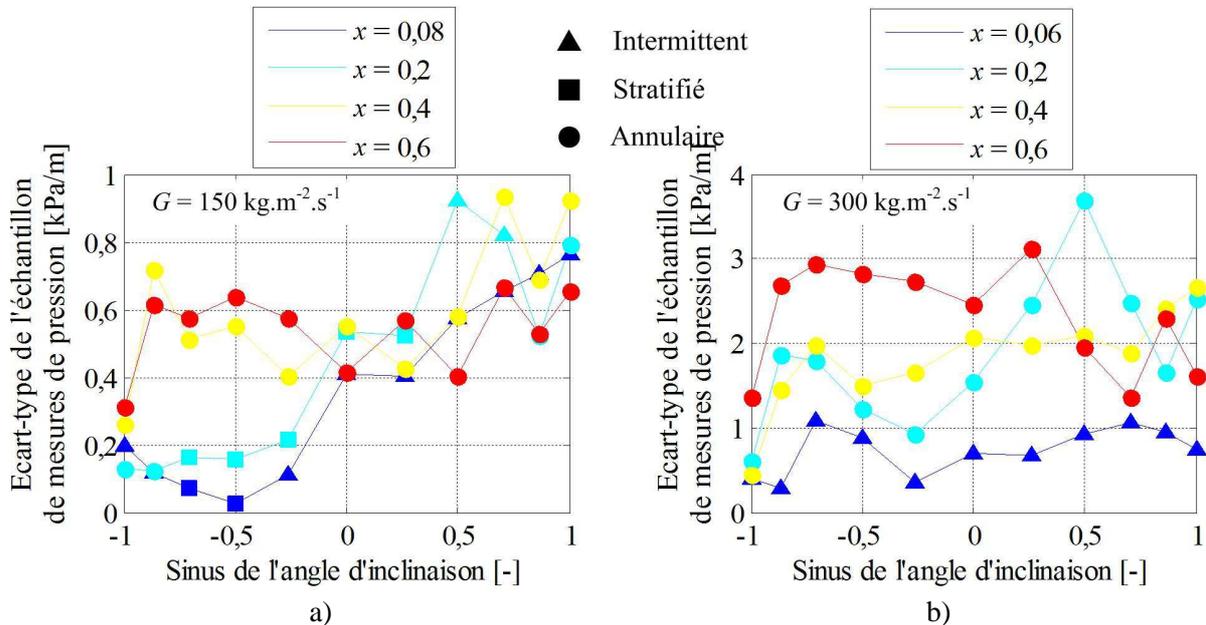


Figure 4-25 Evolution de l'écart-type de l'échantillon de mesures de gradients de pression pour a)  $G = 150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et b)  $G = 300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$

La figure 4-26 présente l'évolution de l'écart-type du gradient de pression avec le titre en vapeur et l'inclinaison pour une vitesse massique de  $100 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Ainsi, il apparaît qu'à cette vitesse massique, quel que soit le titre en vapeur testé, les écoulements descendants sont particulièrement stables. L'évolution des régimes est illustrée pour un titre en vapeur de 0,09 et montre la correspondance qu'il y a entre la transition du régime stratifié descendant et le régime intermittent horizontal avec l'augmentation de l'écart-type. Globalement, quand l'angle d'inclinaison augmente, la fréquence de poches augmente et l'écart-type avec, l'écoulement étant de plus en plus fluctuant.

La figure 4-27 présente l'évolution de l'écart-type du gradient de pression avec le titre en vapeur et l'inclinaison pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Celle-ci montre que l'analyse de l'écart-type apporte une information supplémentaire sur la nature de l'écoulement diphasique par rapport à la caractérisation utilisée des régimes d'écoulements en régimes stratifié, intermittent et annulaire. En effet, concernant l'écoulement stratifié, l'augmentation des fluctuations informe sur la nature de l'interface liquide-vapeur.

La figure 4-28 présente l'évolution de l'écart-type du gradient de pression avec le titre en vapeur et l'inclinaison pour une vitesse massique de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Trois images représentatives d'écoulements annulaires dont les écart-types sont faible, intermédiaire et fort sont présentées pour un même titre en vapeur de 0,3. Ainsi, on peut voir la différence d'aspect de l'interface liquide-vapeur entre ces trois écoulements, l'interface la plus perturbée aboutissant à un écart-type plus fort. On peut même distinguer dans le cas où l'angle d'inclinaison est égal à  $15^\circ$  un début d'arrachement de l'interface liquide-vapeur, caractéristique des écoulements « churn » ou chaotiques. Matsui (1984) décrit ces écoulements comme aboutissant aux plus forts écarts-types, ce qui est cohérent avec l'observation présente.

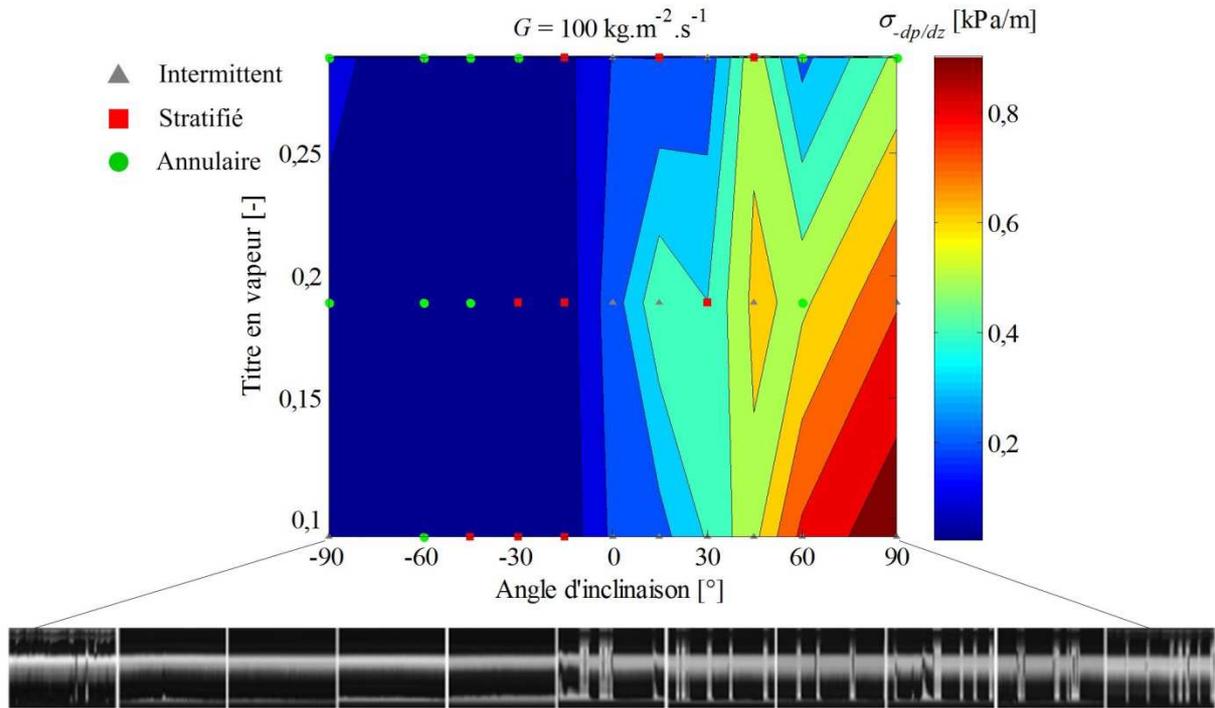


Figure 4-26 Evolution de l'écart-type du gradient de pression avec le titre en vapeur et l'inclinaison pour  $G = 100 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$

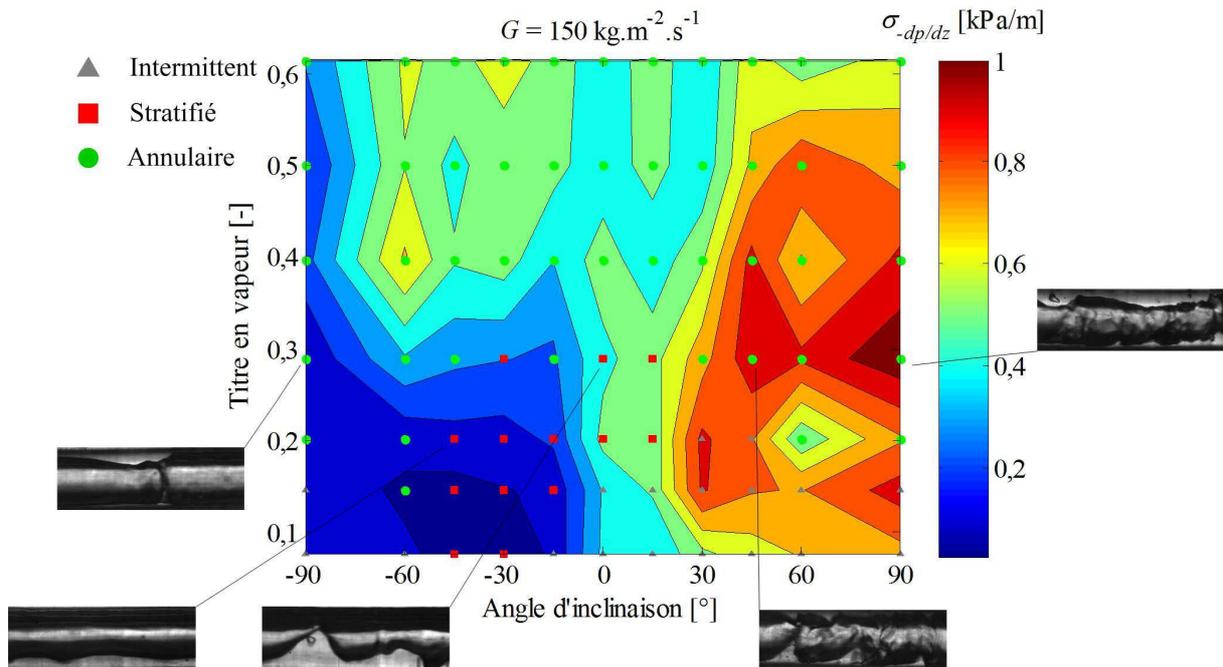


Figure 4-27 Evolution de l'écart-type du gradient de pression avec le titre en vapeur et l'inclinaison pour  $G = 150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$

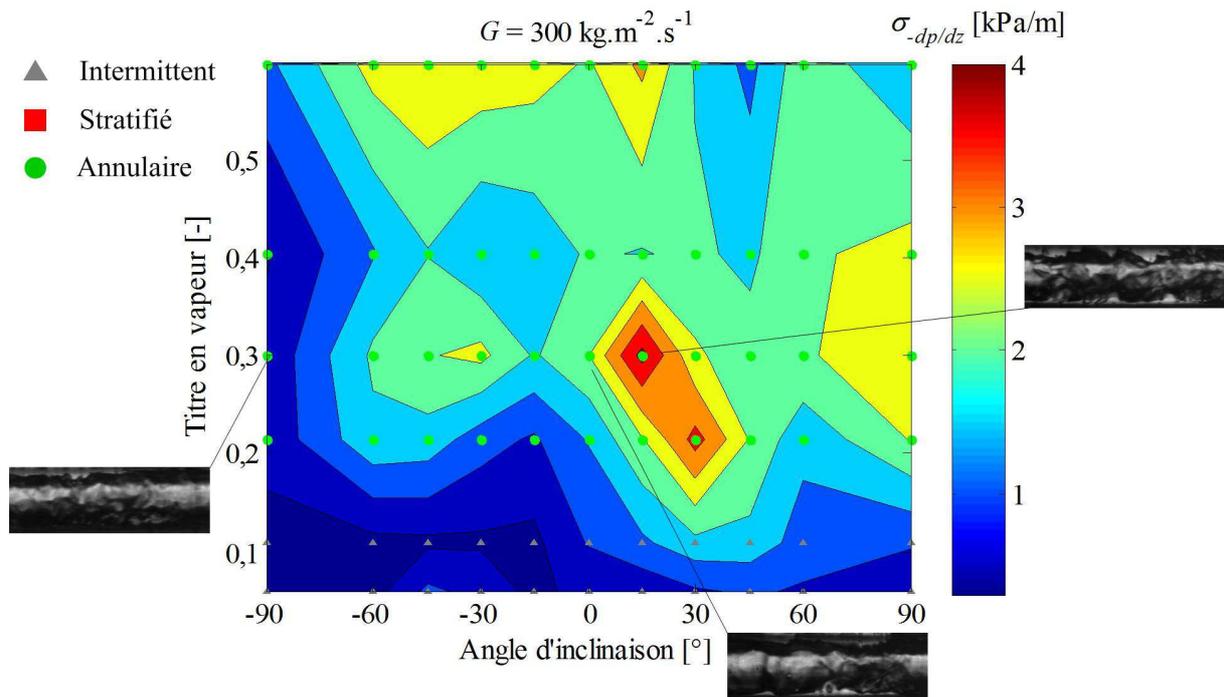


Figure 4-28 Evolution de l'écart-type du gradient de pression avec le titre en vapeur et l'inclinaison pour  $G = 300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$

L'analyse de l'évolution des fluctuations du gradient de pression avec les régimes d'écoulement rencontrés montre que pour un même régime d'écoulement, la fluctuation de chute de pression évolue en fonction de la dynamique. De ce fait, il est envisageable de compléter la classification des écoulements diphasiques par l'utilisation de valeurs seuils d'écart-type. D'après les observations menées sur la figure 4-27 et la figure 4-28, le calcul des écarts-types pourrait permettre de distinguer les écoulements stratifiés à vagues des écoulements stratifiés lisses, les écoulements « churn » des écoulements annulaires à vagues et lisses. La définition de critères seuils pour classer ces régimes nécessite cependant une étude approfondie du comportement des fluctuations de pression avec une gamme de conditions expérimentales plus étendue.

## 4.5 Conclusions

Pour chaque configuration de la campagne d'essais réalisée en conditions adiabatiques, la chute de pression totale a été mesurée. De plus, le calcul du taux de vide avec la corrélation de Bhagwat et Ghajar (2014) a permis sa décomposition en chute de pression due aux frottements et chute de pression due aux forces de gravité. L'effet du diamètre sur la chute de pression a été ensuite analysé en comparant des résultats obtenus par Charnay (2014) avec la section test horizontale de 3 mm de diamètre intérieur avec ceux obtenus avec la section test de 1,6 mm de diamètre intérieur en configuration horizontale. Cette première étude a montré que :

- Pour une vitesse massique et un titre en vapeur donné, la réduction de diamètre a pour effet d'augmenter la chute de pression en configuration horizontale, ce qui était bien attendu par les corrélations usuelles
- Les capacités de prédiction des modèles de Cicchiti et al. (1959) et de Müller-Steinhagen et Heck (1986) sont moindres pour la section test de 1,6 mm de diamètre que pour celle de 3 mm de diamètre. De plus, pour un diamètre de 1,6 mm, les chutes de pression en écoulement annulaire sont mieux prédites qu'en écoulement intermittent.

L'effet de l'inclinaison de la section test sur la chute de pression totale ainsi que sur ses composantes de gravité et de frottements a ensuite été analysé et permet de tirer les conclusions suivantes :

- L'inclinaison affecte plus la chute de pression totale des écoulements à faible inertie de phase vapeur. Si ce résultat était attendu, les données expérimentales permettent de mieux quantifier cet effet.
- Les transitions de comportement du gradient de pression total avec l'inclinaison sont fortement liées aux transitions observées de régimes d'écoulement et notamment la transition du régime stratifié au régime intermittent pour les faibles vitesses massiques et faibles titres en vapeur.
- La comparaison des résultats obtenus avec ceux obtenus par Spedding et al. (1982) en macro-canal fait apparaître plusieurs similitudes de comportement du gradient de pression totale. Ces similitudes peuvent être associées aux gammes de nombre de Froude vapeur comparables des deux études. Cependant, la réduction de diamètre a pour effet de limiter l'amplitude des variations de gradient de pression.
- L'évolution du gradient de pression dû aux frottements avec l'inclinaison pour une faible inertie de phase vapeur peut être analysée en termes de contraintes entre la phase liquide et la phase vapeur et de contraintes du liquide contre la paroi. L'analyse de la prépondérance des contraintes liquide-paroi sur les contraintes liquide-vapeur et de l'effet de la transition de régime d'écoulement sur cette prépondérance permet une interprétation physique du changement de comportement constaté entre les écoulements descendants et ascendants.

Les capacités de prédictions de différents modèles homogènes et modèles à phases séparées ont ensuite été testées. Elles ont montré systématiquement une incapacité à prédire le comportement du gradient de pression totale pour les écoulements descendants pour des faibles inerties de phase vapeur. L'analyse de l'évolution des capacités de prédiction du modèle de Beggs et Brill (1973), développé pour des écoulements inclinés a mis en avant sensiblement les mêmes conclusions, bien que dans sa globalité, ce modèle prédise nettement mieux les chutes de pression constatées.

Enfin, l'évolution des fluctuations de chutes de pression avec les conditions expérimentales et particulièrement les régimes d'écoulement a permis de dégager différents résultats qualitatifs :

- Pour une vitesse massique donnée, les écoulements stratifiés lisses ainsi que les écoulements verticaux descendants sont caractérisés par les plus faibles fluctuations de la chute de pression.
- La transition du régime stratifié au régime intermittent s'accompagne ainsi d'une forte hausse de l'écart-type de la distribution de l'échantillon de chutes de pression mesurées.
- L'évolution des fluctuations de chutes de pression renseignent sur la dynamique de l'interface liquide-vapeur pour un régime d'écoulement donné. En effet, les écoulements stratifiés à vagues aboutissent à des fluctuations de chutes de pression plus fortes que les écoulements stratifiés lisses. De même, les écoulements annulaires à vagues ainsi que les écoulements à mousse sont caractérisés par des fluctuations plus élevées que pour l'écoulement annulaire lisse.
- Ces dernières observations suggèrent d'utiliser des valeurs seuils d'écart-type dépendant des conditions expérimentales pour caractériser les transitions de comportements au sein même des écoulements stratifiés et annulaires. Cependant, cette caractérisation quantitative nécessiterait d'accéder à une gamme de conditions expérimentales étendue.

Au final, l'analyse des chutes de pression et de leurs fluctuations permet de mieux comprendre les phénomènes régissant la structuration des écoulements diphasiques et donc leur influence sur les échanges thermiques dans ces configurations.



## **Chapitre 5. Influence du flux thermique sur la phénoménologie de l'écoulement diphasique en mini-canal incliné**

L'étude de l'influence du flux thermique sur la phénoménologie de l'écoulement diphasique en mini-canal incliné est réalisée avec la section test de 1,6 mm de diamètre intérieur. Elle regroupe 256 tests consistant en la mesure de la chute de pression entre l'entrée et la sortie de l'évaporateur, la visualisation de l'écoulement en son centre ainsi que la mesure du champ de température de paroi extérieure par thermographie. Les tests ont été réalisés pour une température de saturation de 80 °C, des vitesses massiques variant de 150 à 600 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>, des titres en vapeur de 0,03 à 0,96 et des densités de flux transmis au fluide de 7 à 30 kW.m<sup>-2</sup>. Ces gammes de conditions expérimentales permettent d'étudier l'influence du flux thermique sur les conditions rencontrées précédemment en écoulements adiabatiques.

Dans ce chapitre, la base de données expérimentale est d'abord présentée. Les résultats de l'effet du flux thermique sur les régimes d'écoulements et les chutes de pression sont ensuite abordés. Enfin, l'effet de l'inclinaison sur les transferts thermiques au sein de l'évaporateur est présenté et discuté en considérant la modélisation asymptotique des échanges thermiques au sein de l'évaporateur.

### **5.1 Présentation de la base de données expérimentale**

Les conditions expérimentales des 256 tests de la campagne d'essais sur la section inclinable de 1,6 mm de diamètre intérieur sont représentées sur le graphe de la figure 5-1. Les conditions des tests permettant d'étudier l'effet de l'inclinaison sur le coefficient d'échange sont résumées dans le tableau 5-1. Tous les tests ont été réalisés avec une température de saturation de 80 °C et la majorité des tests ont été réalisés pour des vitesses massiques de 150 et 300 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>. En effet, au regard de la température de saturation et du diamètre intérieur, l'étude a été menée avec un mini-canal, le nombre de Bond étant égal à 4,1 pour l'ensemble des conditions expérimentales présentées. De ce fait, il est attendu que les forces de gravité aient un effet limité sur le comportement de l'évaporateur pour des vitesses massiques trop élevées, ce qui amène au choix d'une étude expérimentale avec des vitesses massiques inférieures à 300 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>.

En outre, les tests ont tous été menés avec une vitesse massique supérieure à 150 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>. Ce choix est justifié par le fait qu'avec un flux imposé à la section test il est particulièrement difficile de stabiliser l'écoulement en-deçà de cette vitesse massique. De plus, la diminution de la vitesse massique à un flux donné entraîne une plus forte vaporisation de l'écoulement, ce qui a pour conséquence une plus forte évolution du coefficient d'échange au niveau de la zone de visualisation infrarouge. Cette hétérogénéité ne serait pas adéquate avec le raisonnement en moyenne spatiale mené lors de la campagne de tests. Pour cette même raison, la densité de flux imposé ne doit pas être trop élevée. En effet, pour une vitesse massique de 150 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup> et une densité de flux transmis de 30 kW.m<sup>-2</sup>, la variation de titre en vapeur au niveau de la section de visualisation infrarouge est supérieure à 0,15.

Pour chaque test mené avec une vitesse massique de 150 ou 300 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>, onze inclinaisons ont été testées depuis la configuration verticale descendante (-90°) à la configuration verticale ascendante (90°). Les tests menés avec les deux vitesses massiques balayent les titres en vapeur du régime à poches et bouchons jusqu'au régime d'assèchement. Les tests réalisés en régimes d'assèchement ont fait l'objet d'une étude complémentaire de l'effet de la densité de flux sur le comportement du régime pour une vitesse massique de 150 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>. Enfin, pour compléter l'analyse de l'effet de la réduction de diamètre intérieur sur le comportement de l'évaporateur, une série de tests a été menée en

configuration horizontale pour une vitesse massique de  $500 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et des densités de flux de  $13,5 \text{ kW.m}^{-2}$  et  $30 \text{ kW.m}^{-2}$ .

Cette base de données permet d'étudier l'influence du flux thermique sur la phénoménologie de l'écoulement dans la section test, et notamment sur les régimes d'écoulement rencontrés ainsi que les chutes de pression.

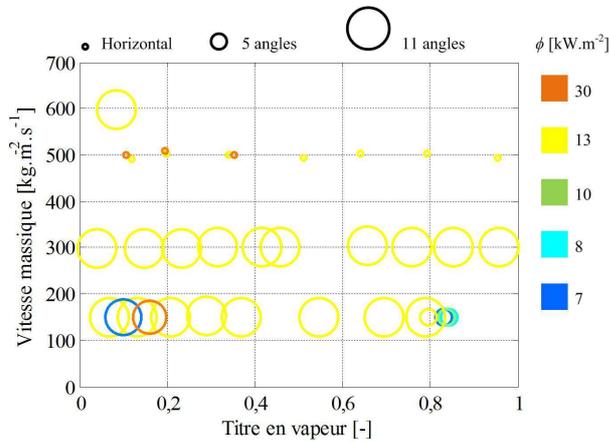


Figure 5-1 Représentation graphique de la base de données expérimentale utilisée pour l'étude des effets du flux thermique

Tableau 5-1 Conditions expérimentales de l'étude du coefficient d'échange

Température de saturation $T_{sat}$	80 °C
Vitesse massique G	150 & 300 $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$
Titre en vapeur $x$	[0,03 0,85]
Densité de flux	13 $\text{kW.m}^{-2}$
Angle d'inclinaison	[-90° 90°]

## 5.2 Effet du flux thermique sur les régimes d'écoulements et les chutes de pression

### 5.2.1 Effet du flux thermique sur les régimes d'écoulement

Du fait de la transparence de l'évaporateur, l'écoulement peut être visualisé alors même que l'évaporateur est alimenté électriquement. Cette particularité du dispositif expérimental permet d'étudier l'effet du flux thermique sur les régimes d'écoulements rencontrés lors de la campagne d'essais. Contrairement aux écoulements diphasiques rencontrés en conditions adiabatiques, les écoulements soumis à un flux thermique présentent dans la très grande majorité des cas des petites bulles, qu'ils soient intermittents ou annulaires comme cela peut être constaté sur les exemples de la figure 5-2. Cette figure montre de surcroît que la taille et la fréquence des bulles sont affectées par la densité de flux thermique transmis à l'écoulement.

Ces petites bulles proviennent des parois intérieures du tube en saphir, étant formées par nucléation. Ainsi, en régime adiabatique, l'absence de nucléation se traduit par l'absence de petites bulles dans l'écoulement, celles-ci ayant déjà coalescé entre le préchauffeur et l'évaporateur. Le flux thermique affectant l'écoulement par la formation de petites bulles, les régimes rencontrés en ébullition sont différents de ceux rencontrés en conditions adiabatiques comme cela est illustré sur la figure 5-2 pour une température de saturation de 80 °C, une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , un titre en vapeur de 0,06 et les angles d'inclinaison testés.

Le régime d'écoulement rencontré pour ces conditions expérimentales présentant des comportements d'interface liquide-vapeur divers, il est proposé de comparer le cas adiabatique et le cas avec flux imposé pour chaque partie représentative des écoulements intermittents, à savoir une partie comportant des bouchons de liquide (figure 5-3a) et une partie plus stable comportant une longue poche de vapeur s'apparentant au régime annulaire (figure 5-3b).

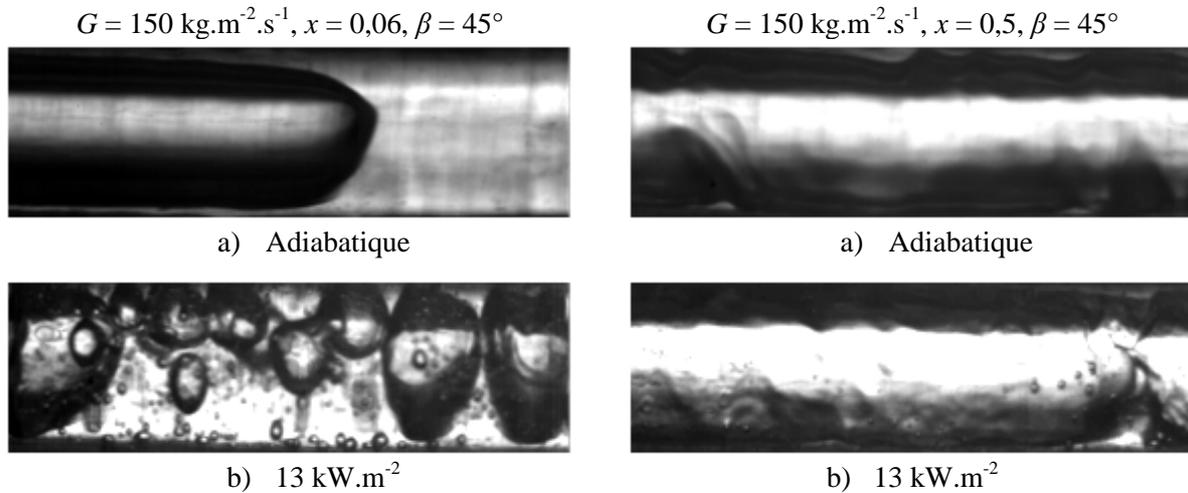


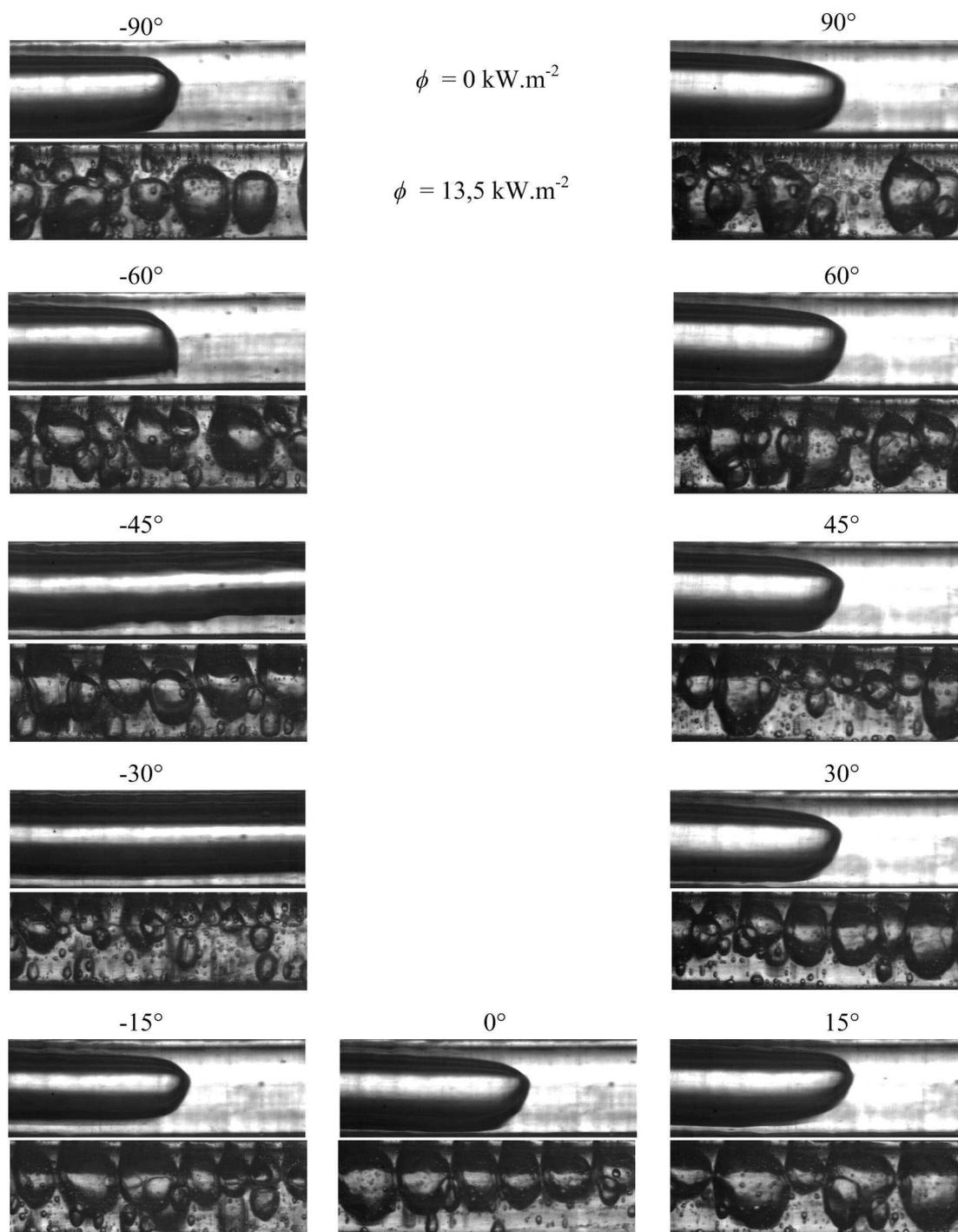
Figure 5-2 Exemples d'impact du flux thermique sur le régime d'écoulement ; images d'écoulements sans flux (a) et avec une densité de flux de  $13,5 \text{ kW.m}^{-2}$  (b)

La figure 5-3a montre ainsi une différence de régime d'écoulement notoire entre le cas adiabatique et le cas où la densité de flux transmis est de  $13,5 \text{ kW.m}^{-2}$ . En effet, le flux thermique a pour effet de considérablement augmenter la quantité de bulles et de poches. De plus, l'inclinaison n'a que peu d'effet sur le régime rencontré avec un flux imposé a contrario du cas adiabatique où les régimes descendants à  $-45^\circ$  et  $-30^\circ$  sont stratifiés. Pour autant, l'inclinaison a un effet sur la nucléation. Pour les inclinaisons verticales, la nucléation a lieu dans les parties inférieure et supérieure de l'écoulement, celui-ci étant axisymétrique. Pour les autres inclinaisons, la stratification de l'écoulement se traduit par la présence de petites bulles très majoritairement en provenance de la paroi basse. La croissance des bulles est limitée par l'amincissement du film liquide, amincissement entretenu par les forces de gravité et donc sensible à l'inclinaison de l'écoulement.

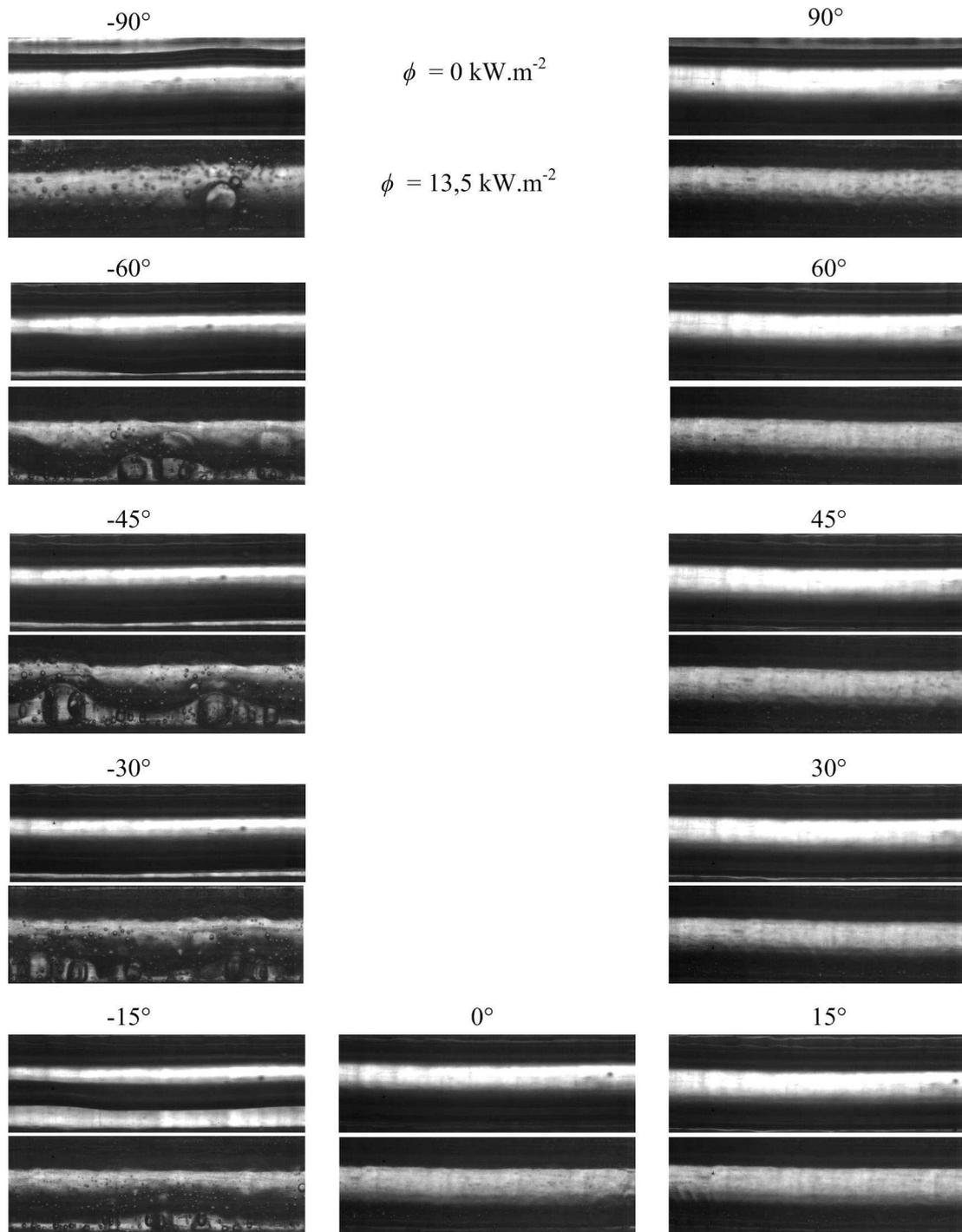
La figure 5-3 montre des différences de régimes moins marquées pour les zones de poches de vapeur de l'écoulement entre les cas adiabatique et avec flux imposé. Les écoulements descendants se traduisent dans les deux cas par une plus forte stratification de l'écoulement que pour les écoulements ascendants où les poches prennent la largeur du tube. Ceci a pour effet de favoriser la formation de bulles périphériques au corps de vapeur en écoulement descendant, le film liquide dans la partie inférieure du tube étant plus épais. En écoulements ascendants, le régime est sensiblement le même, les bulles issues de la nucléation n'étant que très peu visibles dans le cas d'un flux imposé non nul.

L'évolution des régimes d'écoulement rencontrés entre le cas adiabatique et le cas avec flux imposé peut s'interpréter en termes d'interaction des bulles formées par nucléation et de l'écoulement principale rencontré dans le cas adiabatique. Les poches de liquides rencontrées dans le cas adiabatique sont propices à la nucléation et à la coalescence des bulles en petites poches pour un flux imposé non nul. Les régimes stratifiés observés en écoulement adiabatique ne sont plus observés avec un flux imposé du fait de l'interaction des petites bulles avec l'interface liquide-vapeur du corps de vapeur, ce qui a pour effet la déstabiliser. Globalement, l'équilibre entre le corps de vapeur et les bulles périphériques est affecté par l'intensité de la nucléation et l'inertie du corps de vapeur, les petites bulles subissant moins l'effet des forces de gravité. Par conséquent, le régime d'écoulement

ainsi que l'intensité de la nucléation évoluent avec la vitesse massique et le titre en vapeur comme cela est présenté sur la figure 5-4 et la figure 5-5.



a) Images de la partie intermittente de l'écoulement



b) Images des poches de l'écoulement

Figure 5-3 Images des parties intermittentes (a) et des poches (b) de l'écoulement pour  $G = 150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ,  $x = 0,06$ , dans le cas d'un écoulement sans flux (image du dessus) et avec une densité de flux transmis de  $13,5 \text{ kW.m}^{-2}$  (image du dessous)

La figure 5-5 présente l'évolution de l'écoulement et de l'intensité de la nucléation avec le titre en vapeur pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  dans le cas des écoulements verticaux et de l'écoulement horizontal. L'intensité de la nucléation est affectée par le régime d'écoulement principal que l'on retrouve en écoulement adiabatique. Elle est la plus forte pour le régime intermittent et

décroît avec le titre en vapeur dès lors que l'écoulement devient annulaire. Pour un titre en vapeur de 0,7, les bulles de nucléation ne sont plus visibles sur les images acquises avec la caméra rapide.

La figure 5-4 présente l'évolution de l'écoulement et de l'intensité de la nucléation avec le titre en vapeur pour une vitesse massique de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.s^{-1}$ . La décroissance de l'intensité de la nucléation est plus rapide avec cette vitesse massique. Ainsi, l'augmentation de l'inertie du corps de vapeur a pour effet de diminuer l'intensité perçue de la nucléation. En effet, l'inertie du corps de vapeur augmentant, le film liquide qui lui est périphérique s'amincit, ce qui favorise les échanges thermiques par ébullition convective. De ce fait, la surchauffe locale diminue, ce qui limite la nucléation. Cette évolution de l'épaisseur du film liquide et de l'intensité de la nucléation a pour conséquence un changement de mode de transfert thermique du régime d'ébullition nucléée au régime d'ébullition convective. Ces évolutions affectent également les transitions de régimes diphasiques comme cela est présenté sur la figure 5-6.

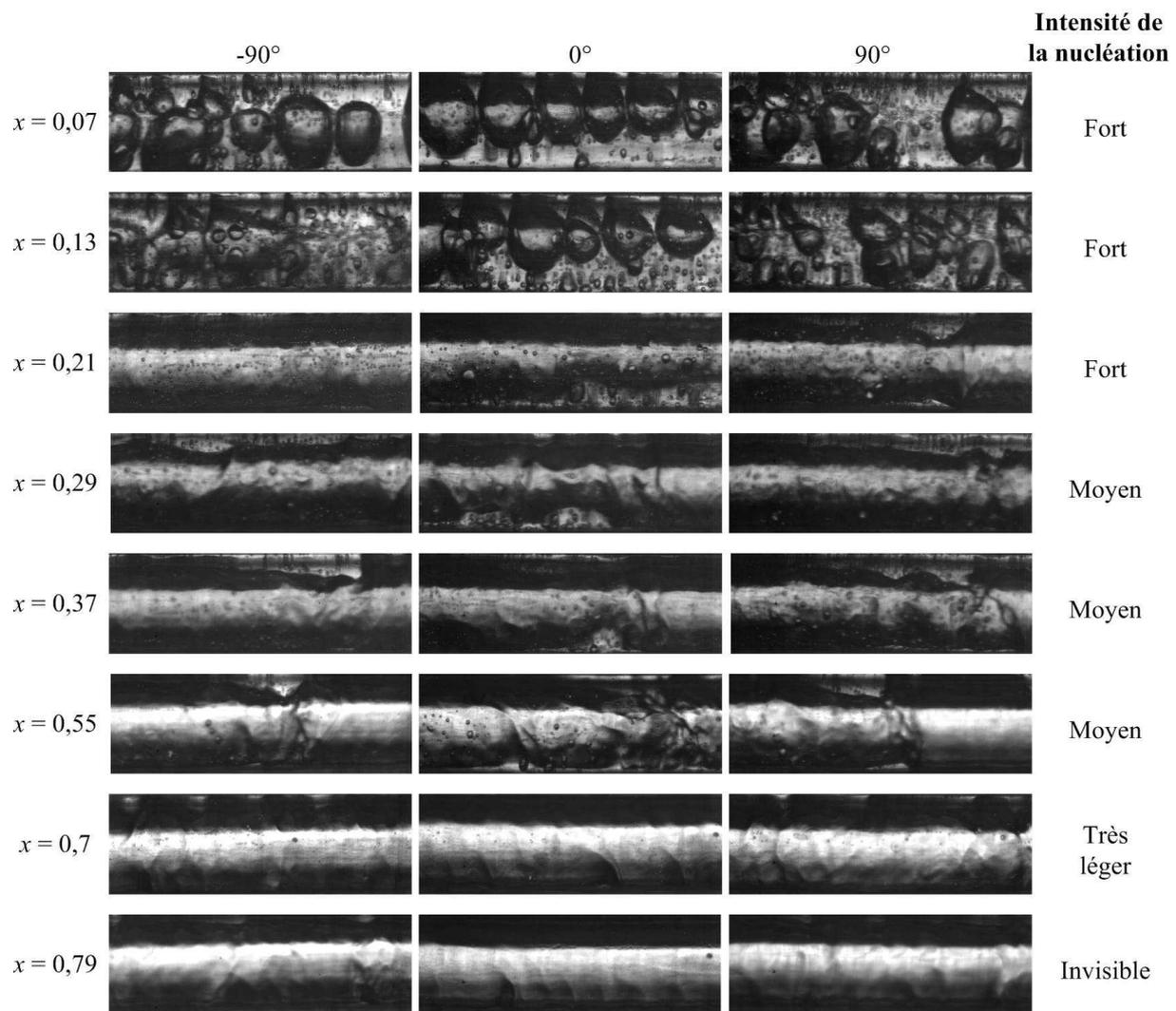


Figure 5-4 Evolution de l'écoulement et de l'intensité de la nucléation avec le titre en vapeur pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.s^{-1}$ , une densité de flux transmis de  $13,5 \text{ kW.m}^{-2}$  pour les configurations verticales et la configuration horizontale

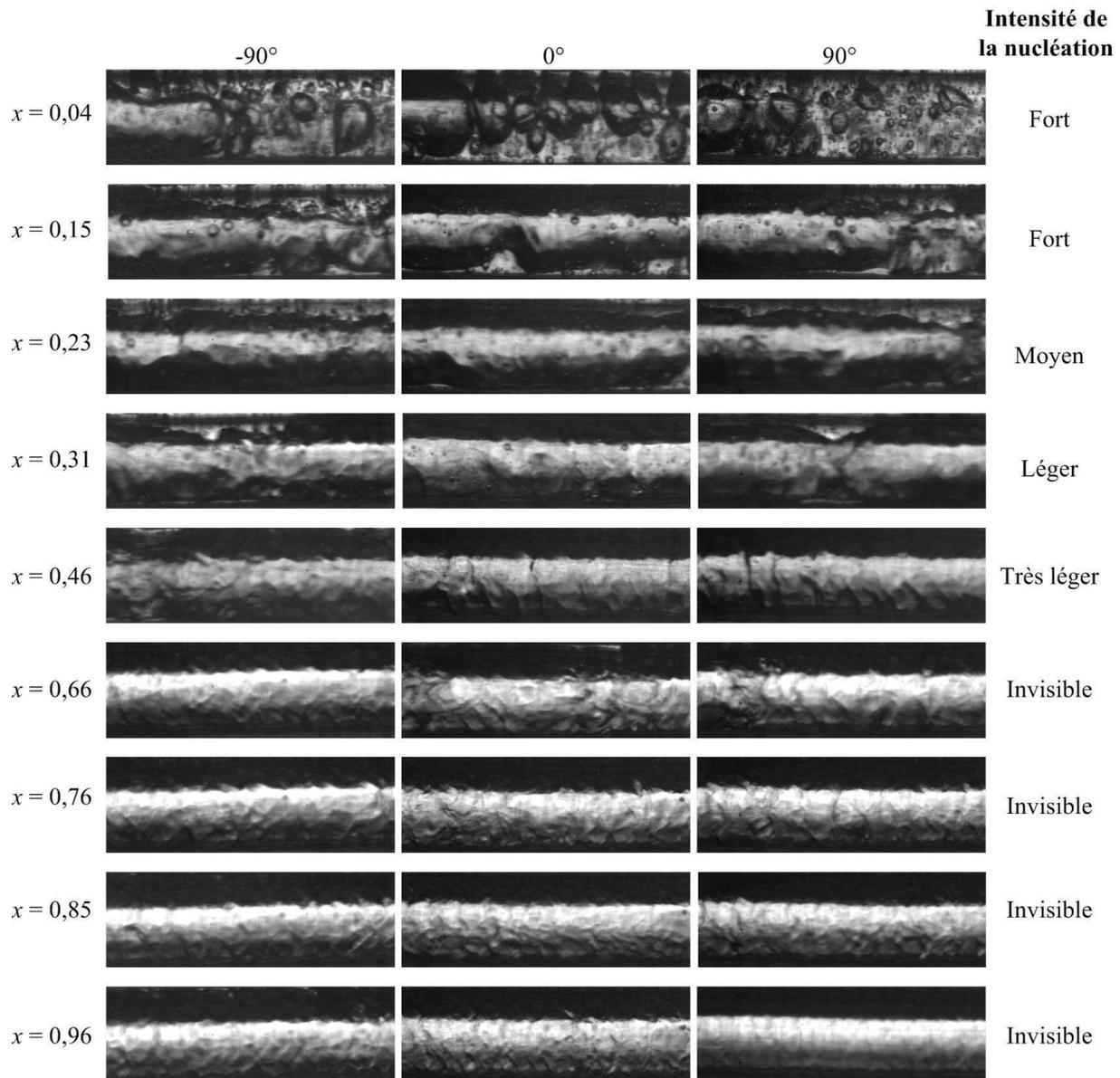


Figure 5-5 Evolution de l'écoulement et de l'intensité de la nucléation avec le titre en vapeur pour une vitesse massique de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , une densité de flux transmis de  $13,5 \text{ kW.m}^{-2}$  pour les configurations verticales et la configuration horizontale

Dans le cas des écoulements adiabatiques présentés dans le chapitre 3, trois régimes sont rencontrés : les régimes intermittent et stratifié pour les faibles titres en vapeur et le régime annulaire pour les titres en vapeur plus élevés.

Les régimes rencontrés en ébullition convective sont le régime intermittent et le régime annulaire. En effet, le régime stratifié qui était majoritairement rencontré en écoulement descendant adiabatique pour des titres en vapeur faibles et des vitesses massiques inférieures à  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  n'est plus observé comme cela est présenté sur figure 5-6. Celle-ci présente l'évolution des régimes d'écoulement en conditions adiabatiques et avec une densité de flux de  $13,5 \text{ kW.m}^{-2}$ , pour des titres en vapeur moyens inférieurs à 0,3. Pour des titres en vapeur supérieurs, tous les écoulements sont annulaires et l'effet du flux est peu marqué sur le comportement moyen de l'écoulement. L'absence de régime stratifié est due à l'interaction entre les petites bulles formées par ébullition nucléée et les poches au centre de l'écoulement diphasique. Les petites bulles formées en grand nombre déstabilisent vraisemblablement

l'écoulement qui ne peut donc pas former de corps de vapeur avec une interface liquide-vapeur lisse. En revanche, on peut toujours remarquer une différence de comportement entre les écoulements descendants et ascendants dans le sens que les écoulements descendants sont formés de longues bulles déformées entrecoupées de panaches de petites bulles (figure 5-7a) alors que les écoulements ascendants sont composés de poches occupant toute la largeur du tube (figure 5-7b). Ces observations restent ainsi similaires à celles faites en régime adiabatique du fait que l'on observe globalement des écoulements plus stratifiés en configuration descendante qu'en configuration ascendante où les poches de vapeur prennent toute la largeur du tube. Ainsi, à  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , la gravité a un effet sensible sur la physionomie de l'écoulement en ébullition convective, comparable à celui rencontré en écoulement adiabatique.

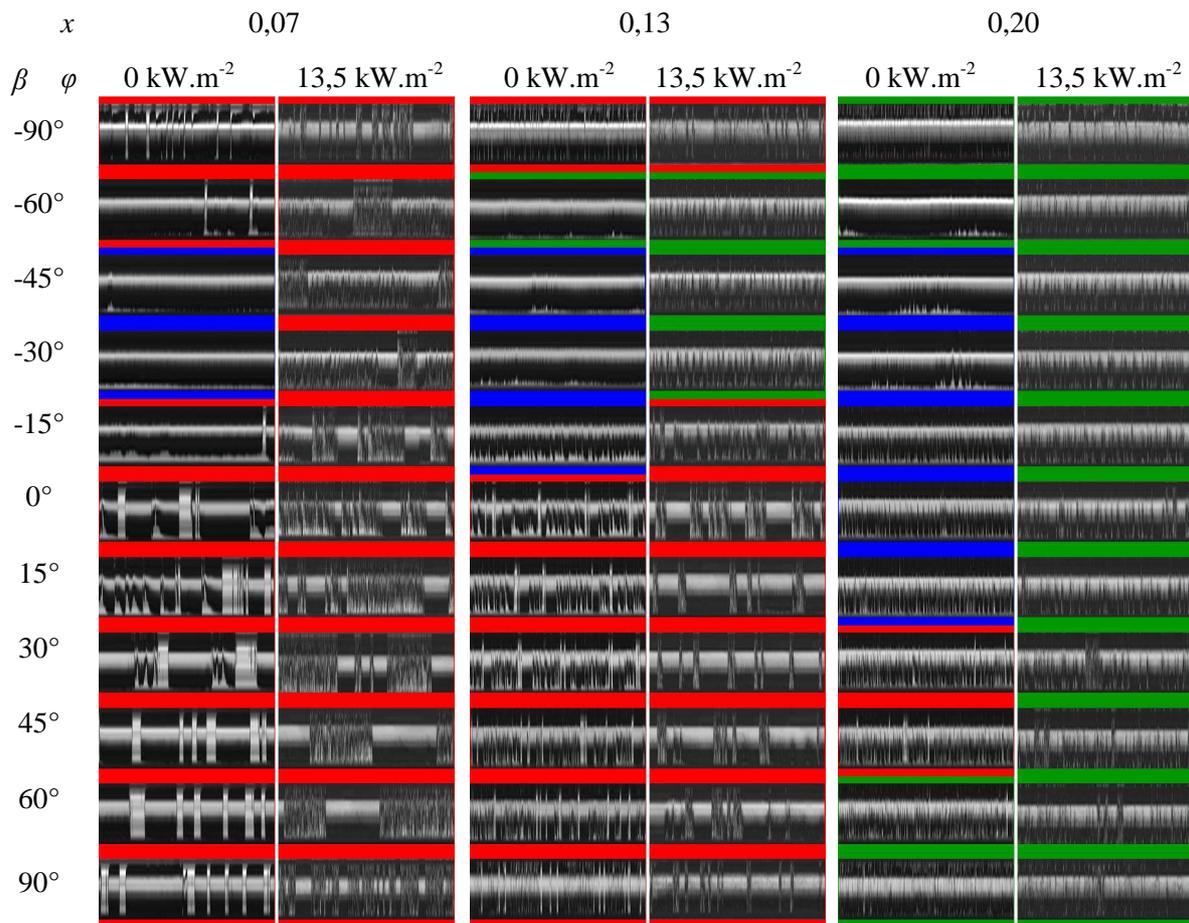


Figure 5-6 Images représentatives de l'évolution temporelle des écoulements sans flux et avec un flux transmis de  $13,5 \text{ kW.m}^{-2}$  pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  (Rouge : intermittent ; Bleu : stratifié ; Vert : annulaire)

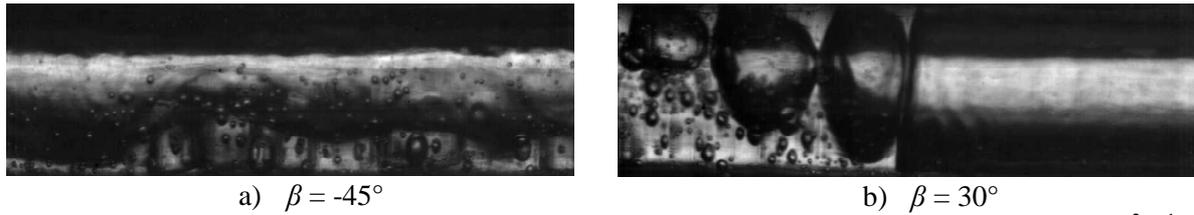


Figure 5-7 Image représentative d'un écoulement en ébullition convective pour  $G = 150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ,  $x = 0,07$ ,  $\beta = -45^\circ$  (a) et  $\beta = 30^\circ$  (b)

Pour une vitesse massique de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , la gravité a moins d'effet sur l'écoulement qu'à  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  comme cela est présenté sur la figure 5-8.

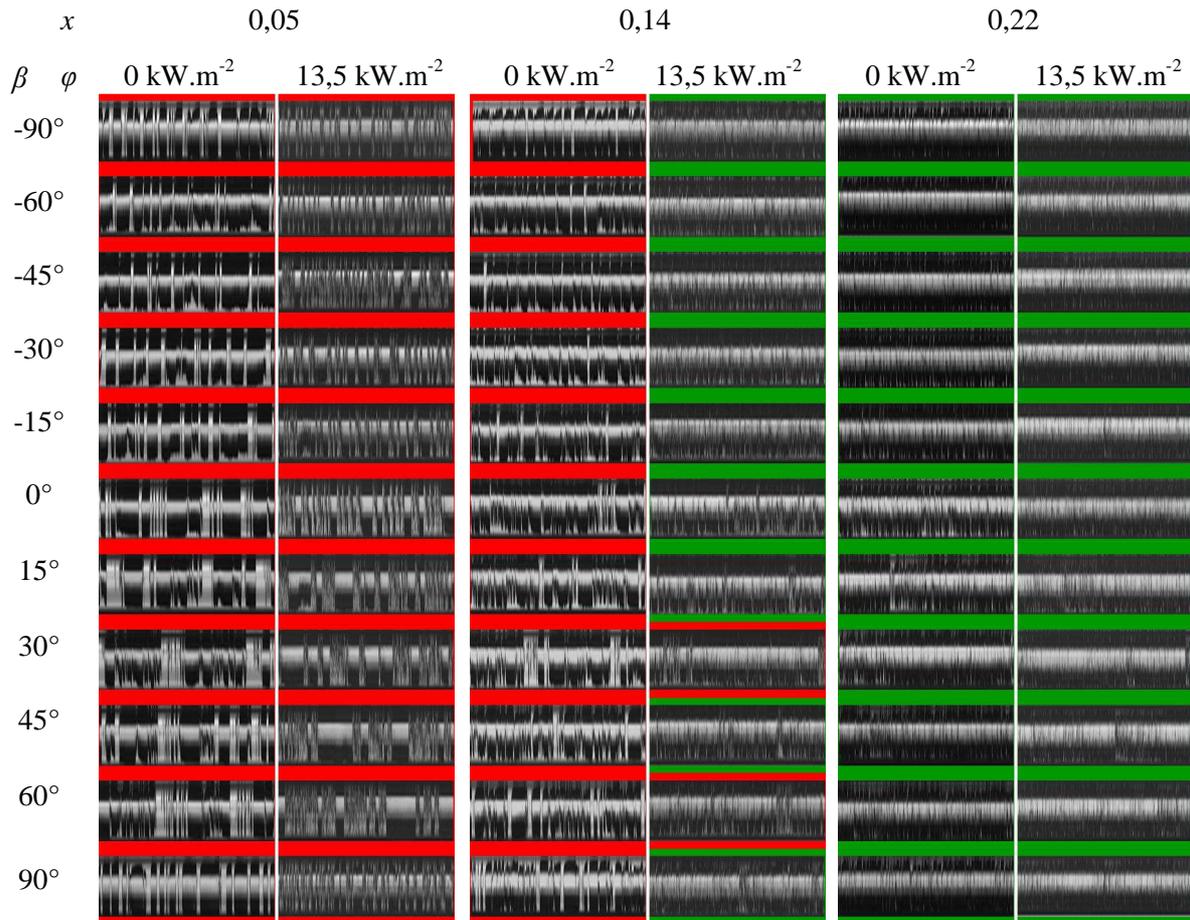


Figure 5-8 Images représentatives de l'évolution temporelle des écoulements sans flux et avec un flux transmis de  $13,5 \text{ kW.m}^{-2}$  pour une vitesse massique de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  (Rouge : intermittent ; Bleu : stratifié ; Vert : annulaire)

Pour toutes les inclinaisons avec ou sans flux, le régime intermittent est rencontré avec un titre en vapeur moyen de 0,05 et le régime annulaire est rencontré avec un titre en vapeur moyen de 0,22. Pour un titre en vapeur de 0,14, les écoulements rencontrés avec une densité de flux de  $13,5 \text{ kW.m}^{-2}$  sont à la limite de la transition du régime intermittent au régime annulaire avec une faible présence de bouchons comparée au cas adiabatique. En effet, dans le cas adiabatique, les bouchons de liquide apparaissent clairement. Les bulles formées par nucléation semblent légèrement favoriser la coalescence des bulles et l'apparition du régime annulaire. Pour autant, du fait de la légère dispersion expérimentale des titres en vapeur autour de cette transition (de l'ordre de 0,05 entre les maxima de titre en vapeur constatés pour les diverses configurations), il apparaît que l'effet de la nucléation sur cette transition n'est pas bien défini pour la majorité des inclinaisons.

En revanche, pour des angles d'inclinaison de  $30^\circ$  et  $45^\circ$ , l'effet du flux sur la transition du régime intermittent au régime annulaire apparaît plus clairement comme cela est présenté sur la figure 5-9. Ce décalage est dû au fait que dans le cas où un flux est imposé, la nucléation peut être suffisamment intense pour favoriser l'apparition d'un régime annulaire à vague dont une image représentative est présentée sur la figure 5-10.

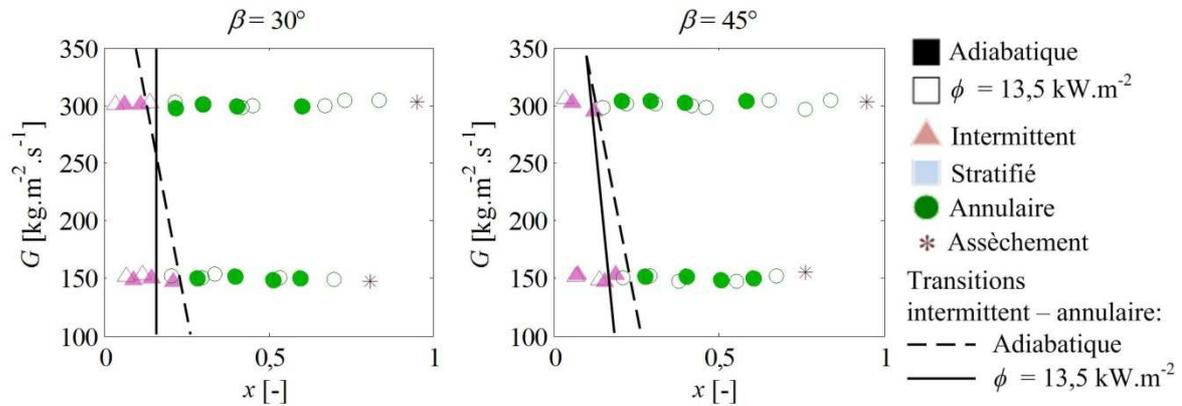


Figure 5-9 Cartes des régimes d'écoulement rencontrés sans flux et avec une densité de flux transmis de  $13,5 \text{ kW.m}^{-2}$  pour des angles d'inclinaison de  $30^\circ$  et  $45^\circ$

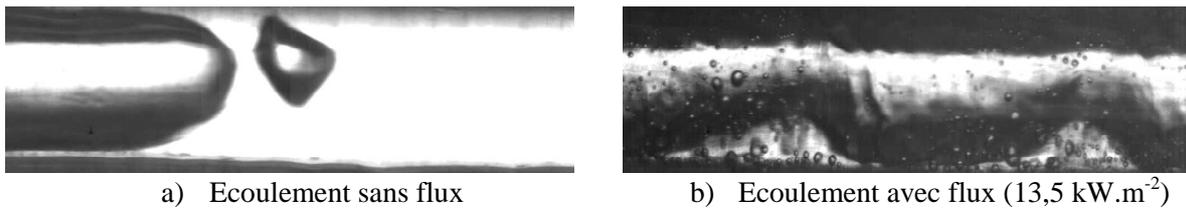


Figure 5-10 Images représentatives de l'écoulement pour  $G = 150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ,  $x = 0,2$  et  $\beta = 30^\circ$

A l'exception du régime stratifié, les conditions de transitions de régimes observées sont proches entre le cas adiabatique et le cas d'une densité de flux de  $13,5 \text{ kW.m}^{-2}$ . Notamment, la nucléation affecte peu la dynamique de l'interface liquide-vapeur du corps de vapeur. Ainsi, un changement modéré du comportement de la chute de pression dans l'évaporateur est attendu avec l'augmentation du flux.

### 5.2.2 Effet du flux thermique sur les chutes de pression

La perturbation de l'écoulement due à la nucléation affecte les chutes de pression au sein de l'évaporateur. La figure 5-11 présente l'évolution du gradient de pression dû aux forces de frottements avec le titre en vapeur pour des vitesses massiques de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  dans les cas sans flux et avec flux. Dans le cas d'une densité de flux de  $13,5 \text{ kW.m}^{-2}$ , la variation du titre en vapeur au sein de l'évaporateur est également présentée. Au regard de la plage de variation du titre en vapeur constatée dans le cas du flux imposé, il apparaît un effet significatif du flux sur les chutes de pression.

De plus, du fait du flux thermique imposé, la chute de pression a une composante accélérative non nulle. Elle vaut au minimum  $-0,10 \text{ kPa.m}^{-1}$  pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et  $-0,28 \text{ kPa.m}^{-1}$  pour une vitesse massique  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Elle est donc une composante négligeable de la chute de pression totale, ce qui s'explique par les faibles variations de titre en vapeur dans l'évaporateur dans la configuration présente, de l'ordre de 0,15 pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et 0,08 pour une vitesse massique de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ .

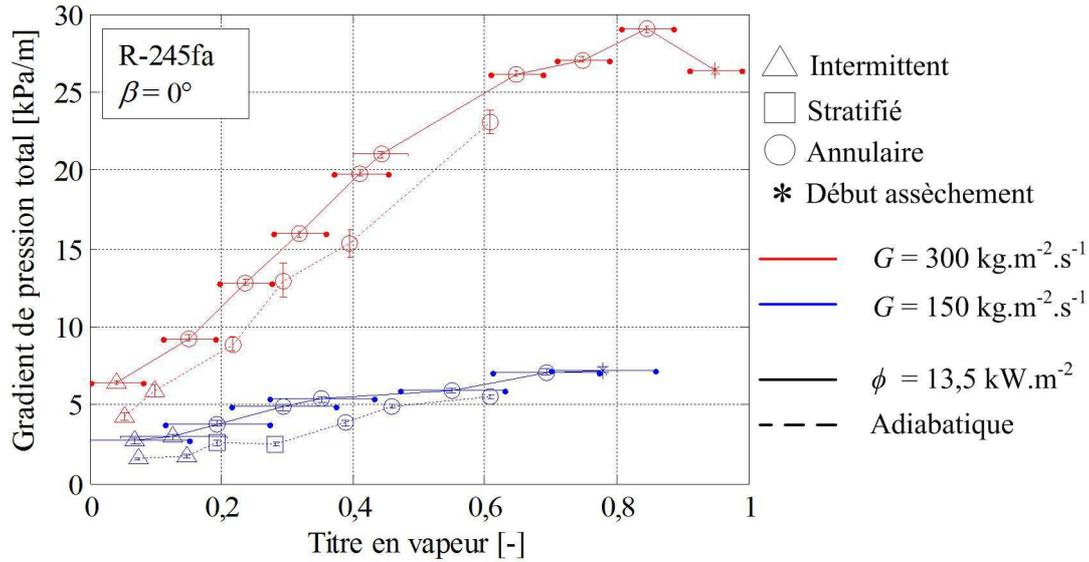


Figure 5-11 Evolution du gradient de pression dû aux frottements et à la gravité en fonction du titre en vapeur en configuration horizontale pour des vitesses massiques de 150 et 300  $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  dans les cas d'une densité de flux nulle et de  $13,5 \text{ kW.m}^{-2}$

La figure 5-11 montre que le gradient de pression est systématiquement plus élevé lorsqu'un flux est imposé et que la différence de gradient de pression tend à diminuer avec le titre en vapeur. Ceci peut s'expliquer par le fait que la nucléation a un double effet concernant les interfaces liquide-vapeur. Premièrement, la nucléation augmente la surface liquide-vapeur par rapport au cas adiabatique en formant des bulles. Ces bulles coalescent régulièrement avec le corps de vapeur, ce qui augmente l'interaction entre les deux phases. La nucléation perturbe ainsi l'écoulement, ce qui augmente le gradient de pression dû aux frottements. De plus, l'intensité de la nucléation diminue avec le titre en vapeur, ce qui se traduit par un écart de gradient de pression entre les cas avec et sans flux diminuant avec le titre en vapeur. Quibén et Thome (2007) ont également mené une étude de l'évolution du gradient de pression dû aux frottements avec la densité de flux. L'étude a été notamment menée avec du R-410a pour un diamètre intérieur de 13 mm, une température de  $5 \text{ }^\circ\text{C}$  et une vitesse massique de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Dans le cas d'une densité de flux imposé de  $9 \text{ kW.m}^{-2}$ , il n'a pas été observé d'évolution du gradient de pression alors que pour une densité de flux de  $60 \text{ kW.m}^{-2}$ , l'augmentation du flux imposé se traduit par une augmentation du gradient de pression de l'ordre de  $0,1 \text{ kPa.m}^{-1}$  en deçà d'un titre en vapeur de 0,7. La différence de comportement est due au fait que la capacité d'interaction des bulles issues de la nucléation avec le corps de vapeur est exacerbée par le confinement de l'écoulement. Ainsi, l'étude de Quibén et Thome (2007) relate un comportement de type macro-canal où la nucléation n'affecte qu'à un plus fort flux et de façon nettement plus modérée.

L'évolution du gradient de pression dû aux frottements et à la gravité avec l'inclinaison est présentée sur la figure 5-12 pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . La figure 5-13 présente l'évolution du gradient de pression totale pour une vitesse massique de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Les formes des courbes d'évolution du gradient de pression dû aux frottements et à la gravité en fonction de l'inclinaison sont sensiblement les mêmes qu'en conditions adiabatiques. A savoir que pour les faibles vitesses massiques et les faibles titres en vapeur, le gradient évolue peu pour les écoulements descendants et augmente nettement plus en écoulement ascendant. Quand le titre en vapeur ou la vitesse massique augmentent, l'inertie de la phase vapeur devient prépondérante sur les forces de gravité et l'inclinaison n'a plus d'effet sur le gradient de pression totale. Cependant, il est remarquable que le gradient de pression est systématiquement plus élevé en ébullition convective qu'en conditions adiabatiques.

L'écart moyen constaté pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  est de  $1 \text{ kPa.m}^{-1}$ . Cet écart s'intensifie avec l'augmentation de la vitesse massique. En effet, comme le montre la figure 5-13, l'écart de gradient de pression pour une vitesse massique de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  est de  $2 \text{ kPa.m}^{-1}$ . L'écart de gradient de pression n'évolue que peu avec l'inclinaison, ce qui est cohérent avec le fait que l'intensité de la nucléation est peu affectée par l'inclinaison de l'écoulement.

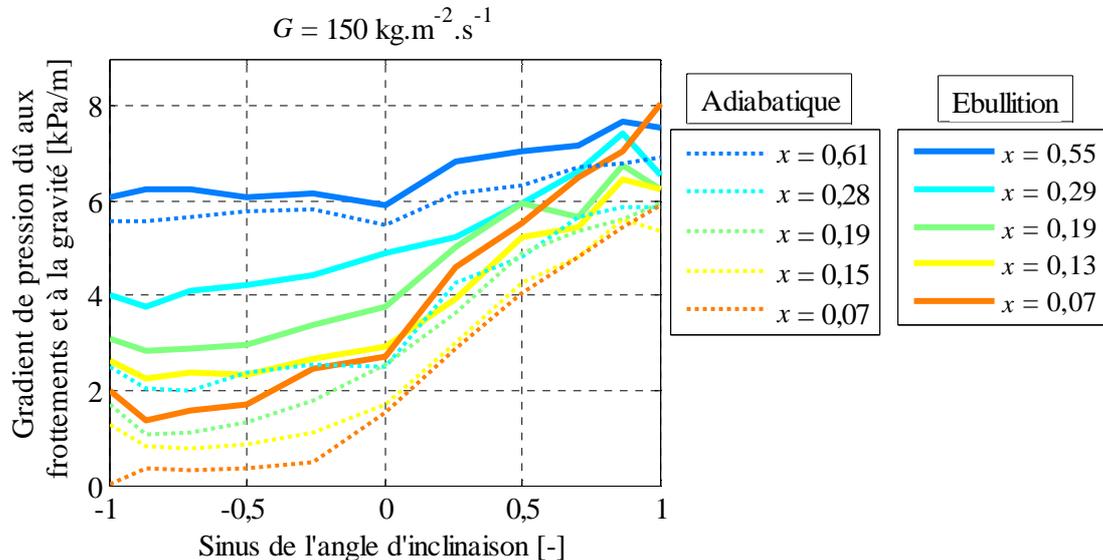


Figure 5-12 Evolution du gradient de pression dû aux frottements et à la gravité en fonction de l'angle d'inclinaison pour  $G = 150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ,  $x$  de 0,07 à 0,61 avec  $\varphi = 0$  et  $13,5 \text{ kW.m}^{-2}$

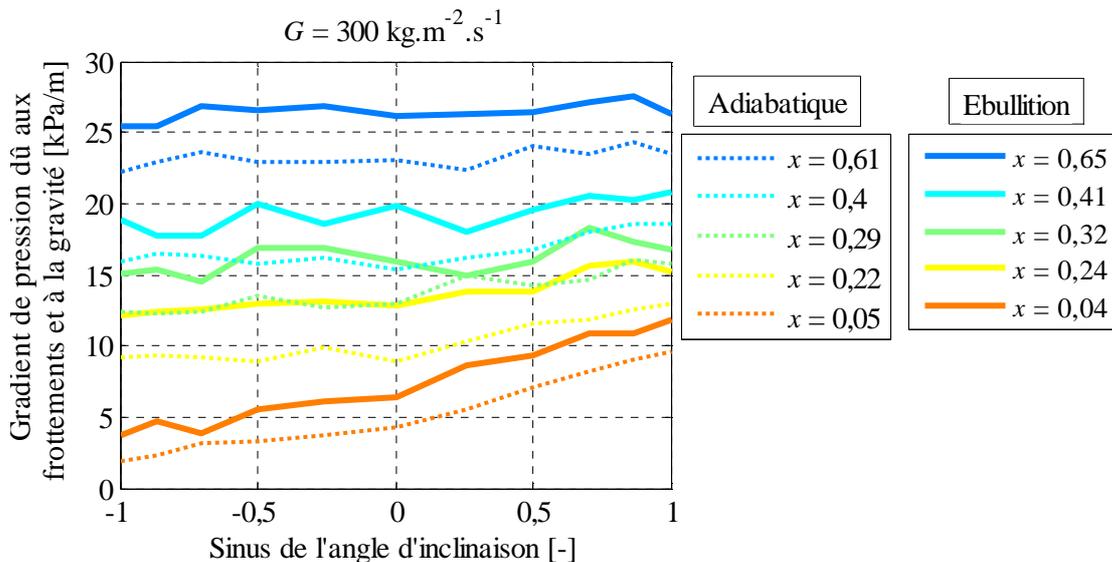


Figure 5-13 Evolution du gradient de pression dû aux frottements et à la gravité en fonction de l'angle d'inclinaison pour  $G = 300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ,  $x$  de 0,04 à 0,65 avec  $\varphi = 0$  et  $13,5 \text{ kW.m}^{-2}$

De même que le gradient de pression augmente de façon homogène avec le flux quelque soit l'inclinaison, ses fluctuations augmentent également de façon homogène pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  comme cela est montré sur la figure 5-14 et la figure 5-15. Les fluctuations du gradient de pression augmentent ainsi en moyenne de  $0,5 \text{ kPa/m}$ . De plus, les régimes intermittents observés en ébullition convective pour des titres en vapeur inférieur à 0,2 et des angles d'inclinaison négatifs (écoulements descendants) sont caractérisés par des fluctuations particulièrement faibles tout comme les écoulements stratifiés observés en régime adiabatique. De même, les écoulements ascendants sont plus instables que les écoulements descendants et l'écart est particulièrement marqué pour des titres en

vapeur inférieur à 0,4. Enfin, à l'instar du régime stratifié lisse caractérisé par une interface liquide-vapeur particulièrement stable et donc des fluctuations de pression faibles, le régime d'assèchement dont l'interface liquide-vapeur est homogène en bas d'écoulement aboutit à des fluctuations de pression également faibles. La figure 5-16 et la figure 5-17 présentent l'évolution des fluctuations dans le cas adiabatique et dans le cas avec flux pour une vitesse massique de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Le constat est le même que pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , à savoir que les fluctuations sont en moyenne plus fortes lorsqu'un flux est imposé et les variations de fluctuations avec l'inclinaison et le titre en vapeur sont les mêmes pour des titres en vapeur faibles. Les conclusions de la section 4.4 semblent ainsi applicables au cas de l'ébullition convective, à savoir que l'intensité des fluctuations permet de donner une information qualitative sur la forme de l'interface liquide-vapeur. Plus l'interface est perturbée, plus les fluctuations sont grandes, ce qui permet de discriminer les écoulements annulaires ou stratifiés à vagues caractérisés par des fluctuations plus fortes que les écoulements annulaires ou stratifiés lisses. Ainsi, il apparaît que le comportement des régimes d'écoulement et des chutes de pression est affecté par le fait d'imposer un flux à l'écoulement. L'interaction entre les bulles issues de la nucléation et l'interface liquide-vapeur agit sur la dynamique de l'interface. Cette interaction est fortement affectée par les paramètres d'écoulement et son évolution est à même de faire évoluer les échanges thermiques au sein de l'évaporateur.

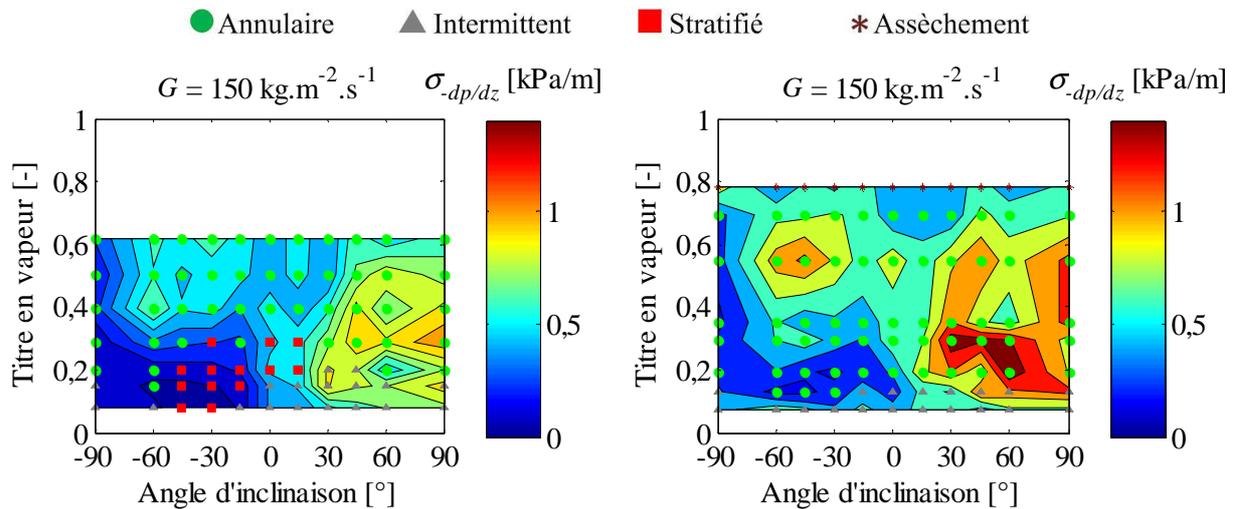


Figure 5-14 Fluctuations pour  $G = 150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  en régime adiabatique

Figure 5-15 Fluctuations pour  $G = 150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  en ébullition convective

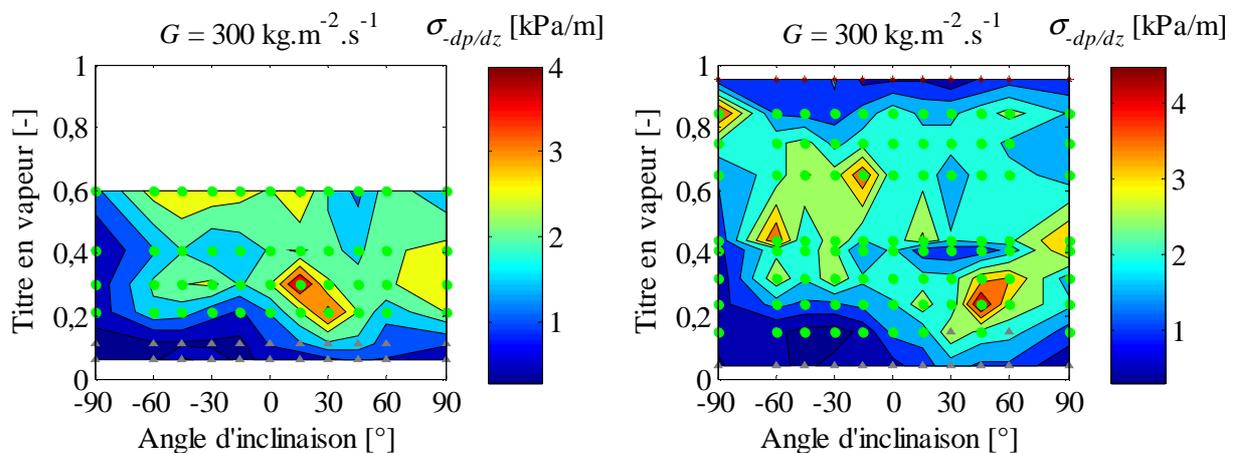


Figure 5-16 Fluctuations pour  $G = 300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  en régime adiabatique

Figure 5-17 Fluctuations pour  $G = 300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  en ébullition convective

### 5.3 Influence des paramètres d'écoulement et de l'inclinaison sur les échanges thermiques

L'orientation influençant les régimes d'écoulements rencontrés avec la section test pour une densité de flux de  $13 \text{ kW.m}^{-2}$ , il a été observé des transitions de comportement du gradient de pression, en particulier entre les régimes ascendants et descendants à faible inertie de phase vapeur. Cependant, concernant les échanges thermiques de l'évaporateur, ceux-ci sont conditionnés par deux modes de transfert de chaleur : l'ébullition nucléée et l'ébullition convective. Par conséquent, la configuration, tant en termes de confinement que d'inclinaison, est amenée à influencer différemment les échanges de chaleur.

#### 5.3.1 Effet de la réduction de diamètre hydraulique sur le coefficient d'échange

Charnay (2014) a mis en avant l'influence du flux thermique dans le cas d'une configuration horizontale avec un diamètre intérieur de 3 mm et ce pour une vitesse massique de  $500 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et une température de saturation de  $80 \text{ }^\circ\text{C}$ . Ses résultats sont présentés sur la figure 5-18. Il a été ainsi constaté que l'augmentation du flux thermique entraîne une augmentation du coefficient d'échange pour l'ensemble de la gamme de titres en vapeur. De plus, quand le flux thermique augmente, l'amplitude de variation du coefficient d'échange avec le titre en vapeur diminue. En effet, elle est de  $4 \text{ kW.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  pour une densité de flux de  $10 \text{ kW.m}^{-2}$  et de  $2 \text{ kW.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$  pour une densité de flux de  $30 \text{ kW.m}^{-2}$ . En augmentant le flux thermique, les échanges thermiques par ébullition nucléée sont favorisés, ce qui a pour premier effet d'augmenter le coefficient d'échange. La diminution de l'amplitude de variation du coefficient d'échange s'explique par le fait qu'à plus fort flux, l'ébullition nucléée va être dominante par rapport à l'ébullition convective. Or l'éventuelle augmentation du coefficient d'échange avec l'inertie de la phase vapeur est due à l'amplification des échanges thermiques par ébullition convective.

De même, l'intensité relative des modes de transferts thermiques par ébullition nucléée et par ébullition convective est affectée par la réduction de diamètre intérieur. Par conséquent, l'évolution du coefficient d'échange avec le titre en vapeur et le flux thermique apparaît modifiée du fait de la réduction de diamètre intérieur de 3 mm à 1,6 mm. Les points vides de la figure 5-18 présentent les résultats obtenus dans les conditions de Charnay (2014) avec la section test de 3 mm de diamètre intérieur. Pour une densité de flux de  $10 \text{ kW.m}^{-2}$ , le coefficient d'échange est plus élevé qu'avec un diamètre intérieur de 3 mm. L'augmentation du coefficient d'échange avec le titre en vapeur est plus marquée à partir de la transition du régime intermittent au régime annulaire. La réduction de diamètre intérieur pour une densité de flux de  $10 \text{ kW.m}^{-2}$  est à même de favoriser les échanges thermiques par ébullition convective, ce qui se traduit par l'augmentation du coefficient d'échange constatée et par une plus forte dépendance du coefficient d'échange avec le titre en vapeur. Il est à noter que, sur la figure 5-18, l'augmentation du coefficient d'échange pour des titres en vapeur supérieurs à 0,6 ne peut être analysée quantitativement du fait de l'évolution de l'incertitude du coefficient d'échange plus rapide que le celle du coefficient d'échange lui-même. De plus, il doit être pris en compte le fait que les différences de comportements de coefficient d'échange sont également conditionnées par l'état de surface intérieure, la section de 1,6 mm étant en saphir alors que celle de 3 mm est en inox.

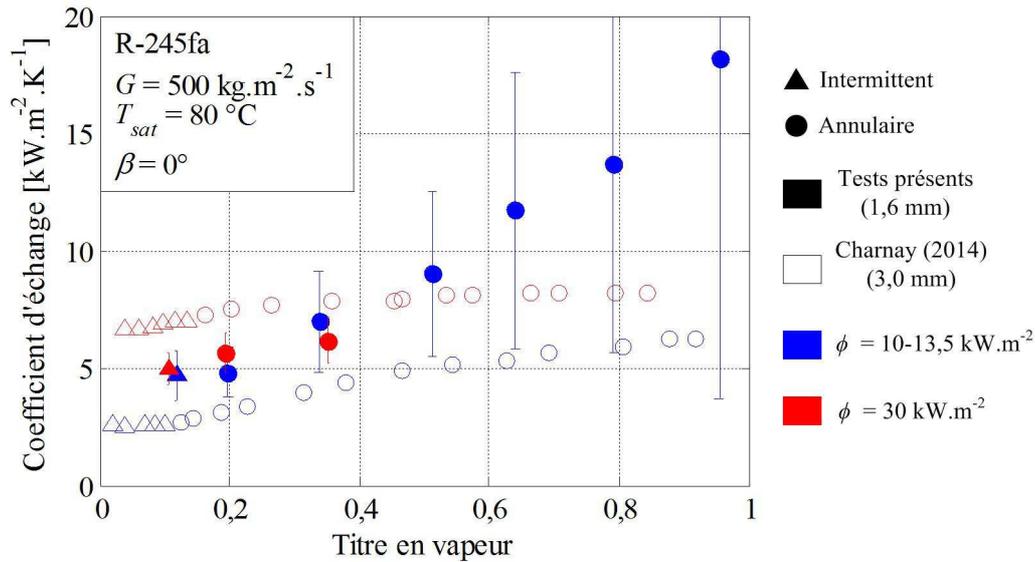


Figure 5-18 Evolution du coefficient d'échange en configuration horizontale avec le titre en vapeur pour  $G = 500 \text{ kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $T_{sat} = 80 \text{ °C}$  et  $d_{int} = 1,6$  et  $3 \text{ mm}$

Pour une densité de flux de  $30 \text{ kW.m}^{-2}$ , le coefficient d'échange diminue avec le confinement a contrario de ce qui est observé pour une densité de flux de  $10 \text{ kW.m}^{-2}$ . Le coefficient d'échange n'augmente pas avec le flux pour la section test de  $1,6 \text{ mm}$  de diamètre intérieur alors qu'il est affecté pour un diamètre intérieur de  $3 \text{ mm}$ . Ceci peut s'interpréter en termes de longueur capillaire, celle-ci étant égale à  $0,8 \text{ mm}$  dans les conditions des tests réalisés sur les deux sections. Ainsi, le confinement apparaît comme un frein aux échanges thermiques à faible titre en vapeur, où l'ébullition nucléée est dominante.

A l'instar du flux thermique, la vitesse massique de l'écoulement affecte différemment les échanges thermiques selon le diamètre intérieur comme cela est présenté sur le graphe de la figure 5-19. Le graphe montre que, au regard des incertitudes commises sur l'estimation du coefficient d'échange, la réduction de diamètre n'affecte pas le coefficient d'échange pour une vitesse massique de  $300 \text{ kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . En revanche, pour une vitesse massique de  $500 \text{ kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , la réduction de diamètre a pour effet d'augmenter le coefficient d'échange. Ceci peut s'interpréter en termes d'évolution de l'intensité de l'ébullition nucléée et de l'ébullition convective. La part d'ébullition convective dans les modes de transferts de chaleur augmentant avec la vitesse massique, le coefficient d'échange augmente avec la vitesse massique et l'augmentation du coefficient d'échange avec le titre en vapeur est plus marquée à  $G = 500 \text{ kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  qu'à  $G = 300 \text{ kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . La réduction de diamètre augmente la part convective des échanges de chaleur ce qui a pour effet d'augmenter l'amplitude d'évolution du coefficient d'échange quand le diamètre diminue.

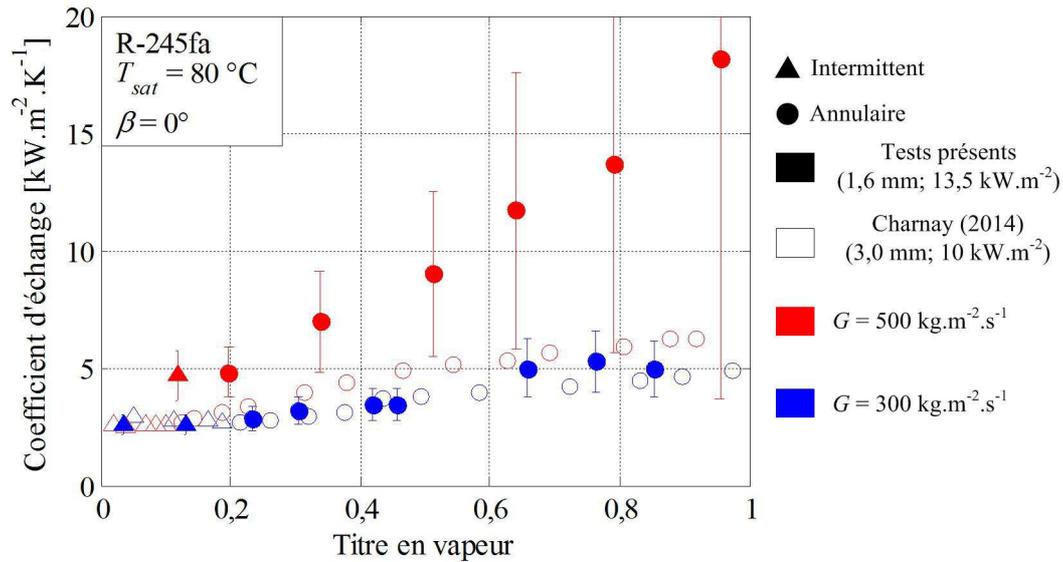


Figure 5-19 Evolution du coefficient d'échange en configuration horizontale avec le titre en vapeur pour  $G = 300$  et  $500 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ,  $\varphi$  compris entre 10 et  $13,5 \text{ kW.m}^{-2}$ ,  $T_{sat} = 80 \text{ °C}$  et  $d_{int} = 1,6$  et  $3 \text{ mm}$

Quand la vitesse massique diminue, les forces de gravité jouent un rôle plus important sur le régime d'écoulement mais la part d'ébullition convective affectée par la gravité diminue dans les modes de transferts thermiques. Ainsi, les conditions expérimentales pour étudier l'effet de l'inclinaison sur les transferts thermiques doivent être choisies en conséquence.

### 5.3.2 Effet de l'inclinaison sur le coefficient d'échange

Le choix des conditions expérimentales pour l'étude de l'influence de l'inclinaison sur les échanges thermiques au sein de l'évaporateur est conditionné par l'intensité des effets des forces de gravité sur les régimes d'écoulement et par les parts respectives d'ébullition nucléée et d'ébullition convective dans les modes de transferts thermiques. Par conséquent, il est nécessaire de réaliser des tests pour différents flux thermiques et différentes vitesses massiques afin de savoir pour quelles conditions expérimentales, les variations de transferts thermiques avec l'inclinaison sont à même d'être exacerbées.

La figure 5-20 présente l'évolution du coefficient d'échange avec l'angle d'inclinaison pour un titre en vapeur de 0,06 et trois vitesses massiques de 150, 300 et  $600 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Il apparaît que la valeur moyenne du coefficient d'échange sur la gamme d'inclinaison n'est pas affectée entre 150 et  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . En revanche, l'augmentation de la vitesse massique de 300 à  $600 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  se traduit par une augmentation du coefficient d'échange de l'ordre de 30 %. Cette observation peut être due à l'augmentation des transferts thermiques par ébullition convective avec la vitesse massique comme cela a déjà été observé en configuration horizontale. De plus, on peut noter dans ces conditions que la variation du coefficient d'échange avec l'angle d'inclinaison est de l'ordre de l'incertitude commise sur le coefficient d'échange pour toutes les vitesses massiques. En effet, du fait de l'épaisseur de film liquide constatée dans la partie inférieure de l'écoulement ainsi que de la présence de bulles de nucléation, avec un titre en vapeur de 0,06, l'ébullition nucléée semble rester le mode de transfert thermique privilégié comme cela est présenté sur la figure 5-21.

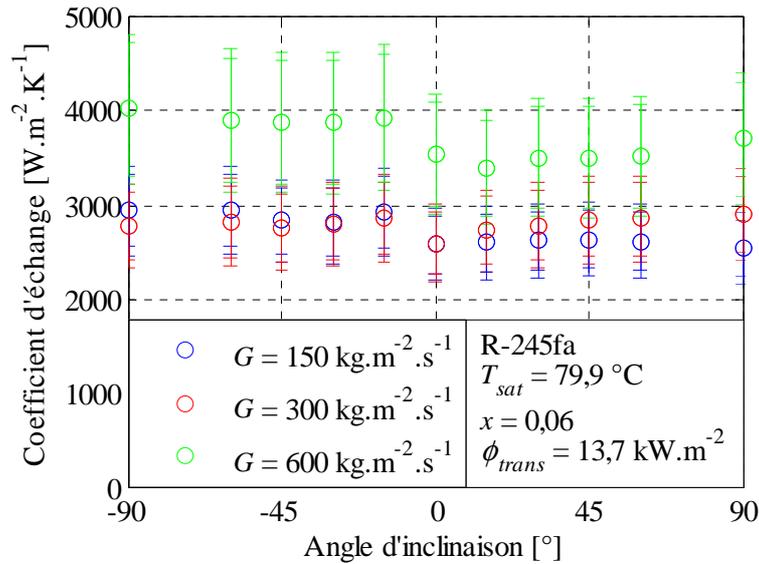


Figure 5-20 Evolution du coefficient d'échange avec l'angle d'inclinaison pour une température de saturation de 79,9 °C, un titre en vapeur de 0,06, une densité de flux de 13,7 kW.m<sup>-2</sup> et des vitesses massiques de 150, 300 et 600 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>

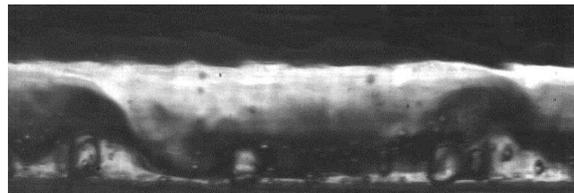


Figure 5-21 Image représentative de l'écoulement pour  $G = 600 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ,  $x = 0,06$ ,  $\phi = 13,5 \text{ kW.m}^{-2}$  dans le cas horizontal

La figure 5-22 présente l'évolution du coefficient d'échange avec l'angle d'inclinaison pour un titre en vapeur de 0,12, une vitesse massique de 150 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup> et des densités de flux de 7, 12,8 et 29,2 kW.m<sup>-2</sup>. Il apparaît que le coefficient d'échange n'évolue pas avec l'augmentation de la densité de flux de 7 à 12,8 kW.m<sup>-2</sup> mais augmente de 12,8 kW.m<sup>-2</sup> à 29,2 kW.m<sup>-2</sup>, ce qui est dû à l'intensification des échanges thermiques par ébullition nucléée. Ainsi, contrairement aux points de donnée réalisés en configuration horizontale à une vitesse massique de 500 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup> pour un titre en vapeur de 0,1, l'augmentation de la densité de flux a pour effet d'augmenter le coefficient d'échange.

L'incertitude relative du coefficient d'échange est plus forte à 7 kW.m<sup>-2</sup> qu'avec une densité de flux de 12,8 kW.m<sup>-2</sup>. Ceci s'explique par le fait qu'à plus faible densité de flux transmis, la différence de température entre les parois extérieure et intérieure est plus faible, augmentant l'incertitude relative sur la différence de température et donc l'incertitude relative sur le coefficient d'échange. Du fait que l'on ne constate pas d'évolution notable du coefficient d'échange en diminuant le flux et que ceci a pour effet d'augmenter l'incertitude sur le coefficient d'échange, il n'est pas envisagé d'étudier l'influence du flux en deçà de 12 kW.m<sup>-2</sup>. En effet, diminuer encore le flux dans l'espoir d'affecter le coefficient d'échange aurait pour effet d'accroître l'incertitude relative sur celui-ci, ne permettant pas de dégager de tendances quantitatives. L'augmentation de la densité de flux permet de constater une augmentation du coefficient d'échange mais celle-ci aboutit à une augmentation de la différence de titre en vapeur entre l'entrée et la sortie de la section test. A savoir que la différence de titre en vapeur est proportionnelle au flux injecté dans l'évaporateur. Pour une densité de flux de 30 kW.m<sup>-2</sup>, la

différence de titre en vapeur est de 0,45 dans l'évaporateur ce qui peut aboutir à une évolution du coefficient d'échange significative au niveau de la section infrarouge, ne permettant pas de raisonner sur un coefficient d'échange moyen. Du fait de l'ensemble de ces considérations, l'étude de l'influence de l'inclinaison sur le coefficient d'échange est réalisée avec une densité de flux transmis moyenne de  $13,5 \text{ kW.m}^{-2}$ .

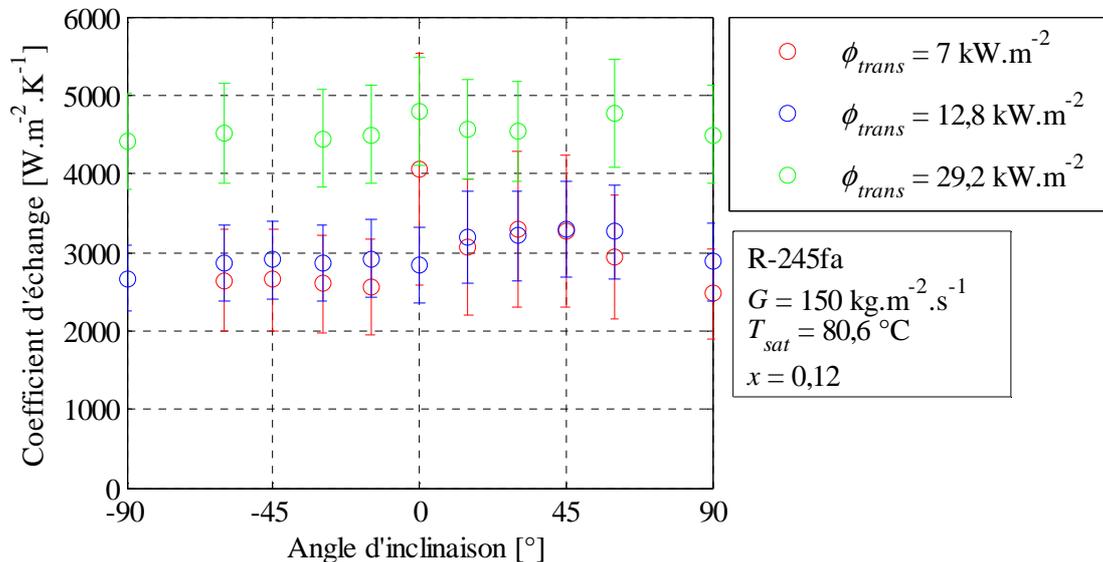


Figure 5-22 Evolution du coefficient d'échange avec l'angle d'inclinaison pour une température de saturation de  $80,6 \text{ °C}$ , un titre en vapeur de 0,12, une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et des densités de flux transmis de 7, 12,8 et  $29,2 \text{ kW.m}^{-2}$

Suivant les observations menées sur l'effet de la vitesse massique et du flux sur l'évolution du coefficient d'échange, l'étude de l'effet de l'inclinaison a été menée avec des vitesses massiques de 150 et  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et une densité de flux transmis de  $13,5 \text{ kW.m}^{-2}$ , permettant de limiter l'intensité de la nucléation tout en gardant un effet de l'orientation de la gravité sur les régimes d'écoulement.

La figure 5-23 montre l'évolution du coefficient d'échange avec l'angle d'inclinaison pour une vitesse de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et un titre en vapeur de 0,54. Dans ces conditions, l'incertitude moyenne est de 14 % alors que l'amplitude de variation est de 19 %.

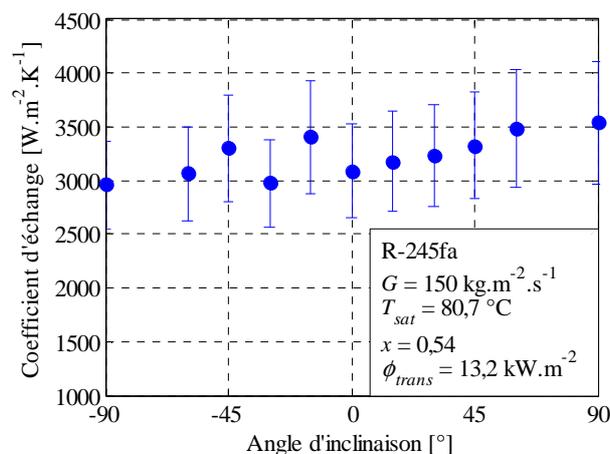


Figure 5-23 Evolution du coefficient d'échange avec l'angle d'inclinaison pour  $T_{sat} = 80,7 \text{ °C}$ ,  $x = 0,54$ ,  $G = 150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et  $\phi = 13,2 \text{ kW.m}^{-2}$

La faible évolution du coefficient d'échange avec l'inclinaison au regard de l'incertitude relative ne permet pas une analyse quantitative de son évolution. Ce constat est le même pour l'ensemble des conditions expérimentales testées. Notamment, la figure 5-24 et la figure 5-25 présentent l'évolution de l'incertitude et de l'amplitude de variation relatives du coefficient d'échange sur l'ensemble de la gamme d'inclinaison pour chaque titre en vapeur, respectivement pour une vitesse massique de  $151 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Ainsi, il apparaît que, en comparaison de l'incertitude, l'amplitude de variation relative du coefficient d'échange n'est pas suffisamment marquée pour dégager des tendances quantitatives d'évolution du coefficient d'échange avec l'inclinaison sur l'ensemble de la base de données.

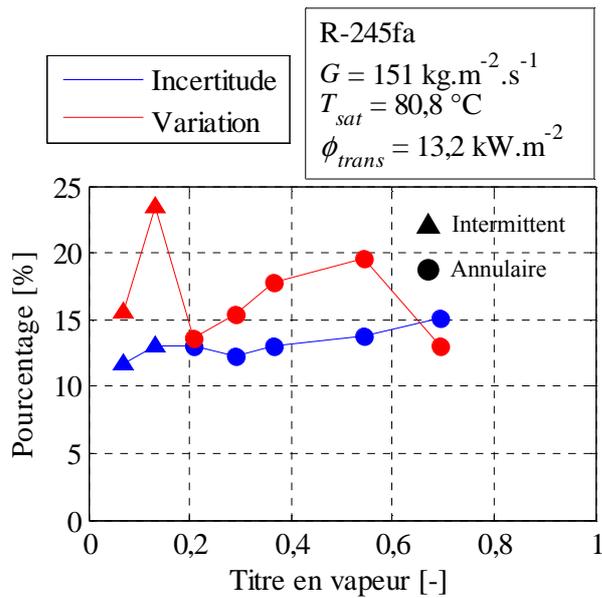


Figure 5-24 Evolution de l'incertitude et de la variation relative de  $\alpha$  sur la gamme d'inclinaison en fonction du titre en vapeur pour les tests réalisés à  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$

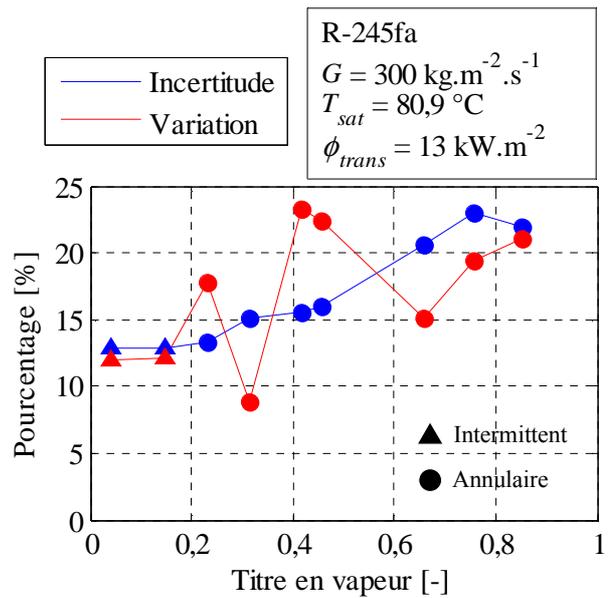


Figure 5-25 Evolution de l'incertitude et de la variation relative de  $\alpha$  sur la gamme d'inclinaison en fonction du titre en vapeur pour les tests réalisés à  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$

L'absence d'évolution du coefficient d'échange avec l'inclinaison dans les conditions expérimentales s'expliquer par les transitions de mode de transferts thermiques et de régimes d'écoulement. En effet, deux cas de figure se présentent avec les conditions expérimentales présentes :

- le titre en vapeur est faible, l'écoulement est intermittent et le mode de transfert privilégié est l'ébullition nucléée. Le coefficient d'échange est alors fonction de la densité de flux transmis et non du régime. Par conséquent, les régimes d'écoulement ont beau être affectés par l'orientation de la gravité, l'ébullition nucléée étant dominante, le coefficient d'échange évolue peu avec l'inclinaison.
- le titre en vapeur est plus élevé, l'écoulement est annulaire et par conséquent, le régime n'est pas affecté par l'orientation de la gravité comme cela a été présenté dans la section 5.2. Le régime n'étant pas affecté, les transferts de chaleur par ébullition convective ne sont pas non plus affectés par l'orientation de l'écoulement.

L'évolution des modes de transfert thermique en fonction du titre en vapeur sont illustrés par l'évolution des coefficients d'échanges avec le titre en vapeur pour différentes inclinaisons sur la figure 5-26 et la figure 5-27. La figure 5-26 présente l'évolution des coefficients d'échange en fonction du titre en vapeur pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et des angles d'inclinaison de

-90°, -45°, 0°, 45°, et 90°. La figure 5-27 présente les résultats obtenus pour une vitesse massique de 300 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>.

Que ce soit à 150 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup> ou à 300 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>, le coefficient d'échange n'évolue que peu pour les points obtenus pour un titre en vapeur inférieur à 0,4. De plus, il n'est que peu affecté par la vitesse massique de l'écoulement. En revanche, on note l'augmentation du coefficient d'échange avec le titre en vapeur pour des titres en vapeur supérieurs à 0,4 ; augmentation plus marquée pour une vitesse massique de 300 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup> que pour une vitesse massique de 150 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>. Ces évolutions étayent l'interprétation des évolutions des modes de transferts thermiques. En effet à faible titre en vapeur, l'ébullition nucléée est dominante et l'inertie de la phase vapeur n'affecte pas suffisamment l'écoulement pour favoriser l'ébullition convective. Par conséquent, l'inertie de la phase vapeur n'affecte que peu les échanges de chaleur et le titre en vapeur ainsi que la vitesse massique n'affectent pas les échanges thermiques. En revanche, le titre en vapeur et la vitesse massique augmentant, l'inertie de la phase vapeur affecte plus l'écoulement et notamment les épaisseurs de film liquide, ce qui favorise le transfert de chaleur par évaporation du film liquide et aboutit à une augmentation du coefficient d'échange avec le titre en vapeur pour un titre en vapeur supérieur à 0,4. L'augmentation du coefficient d'échange est d'ailleurs d'autant plus marquée que la vitesse massique est élevée.

Ainsi, le décalage observé entre la transition du régime intermittent au régime annulaire et la transition du régime d'ébullition nucléée dominante au régime d'ébullition convective dominante est à même d'expliquer l'absence d'évolution du coefficient d'échange avec l'inclinaison. En effet, l'inclinaison est à même d'influencer les échanges thermiques si les régimes d'écoulement en sont suffisamment affectés et si l'ébullition convective est dominante ce qui ne peut être vérifié du fait du décalage de transitions.

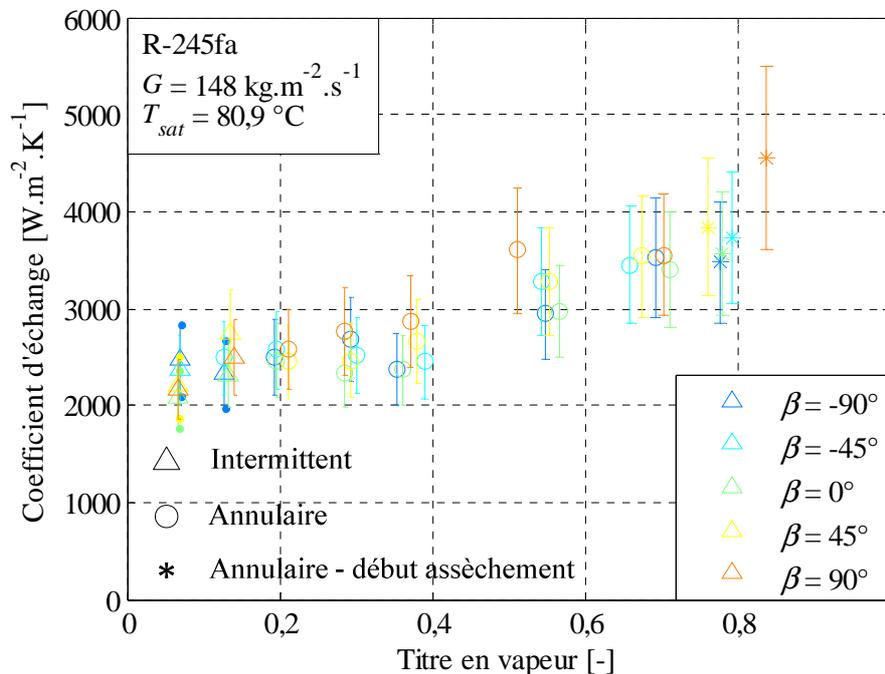


Figure 5-26 Evolution du coefficient d'échange avec le titre en vapeur pour une vitesse massique de 148 kg.m<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup> et des angles d'inclinaison de -90°, -45°, 0°, 45° et 90°

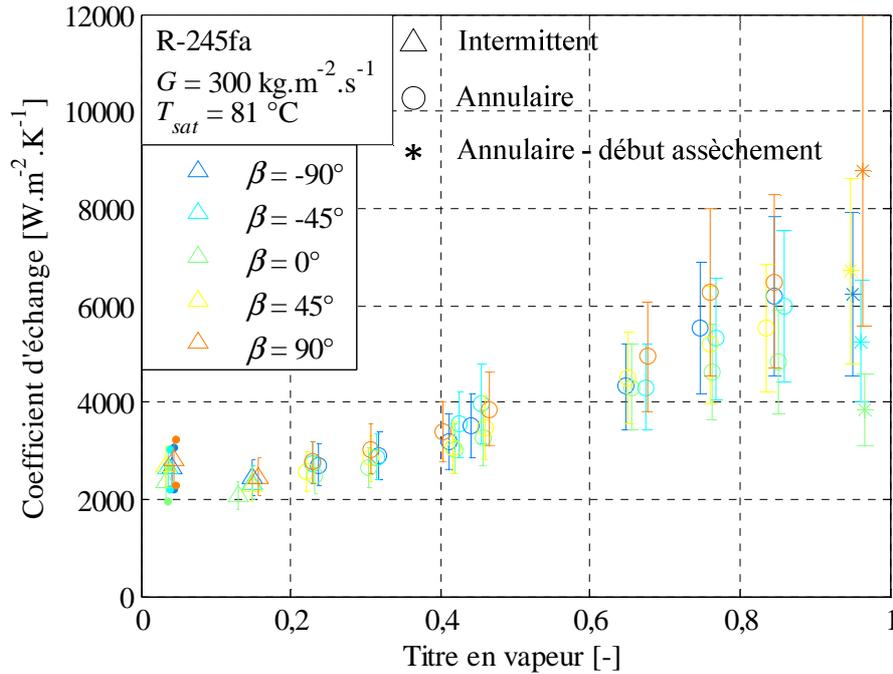


Figure 5-27 Evolution du coefficient d'échange avec le titre en vapeur pour une vitesse massique de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et des angles d'inclinaison de  $-90^\circ$ ,  $-45^\circ$ ,  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  et  $90^\circ$

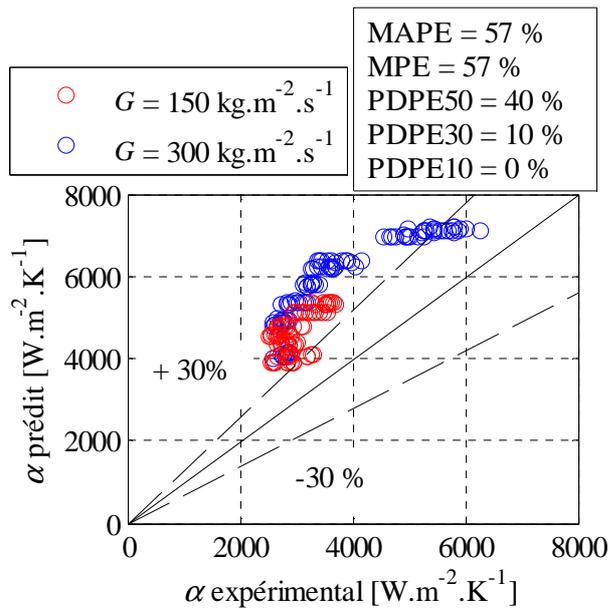
### 5.3.3 Comparaison des coefficients d'échanges obtenus expérimentalement avec les prédictions de modèles asymptotiques

Les modèles asymptotiques issus de la littérature considèrent l'évolution des modes de transferts thermiques par ébullition nucléée et par ébullition convective avec les conditions expérimentales. Ce sont des modèles empiriques conçus à partir de corrélations issues de l'ébullition en vase pour la partie nucléée du coefficient d'échange et de corrélations de prédictions monophasiques pour la partie convective. Ils ont été développés pour la plupart à partir d'expérimentations réalisées en configuration horizontale. Pour ce faire, les modèles asymptotiques d'ordre  $n$  considèrent l'expression suivante du coefficient d'échange diphasique :

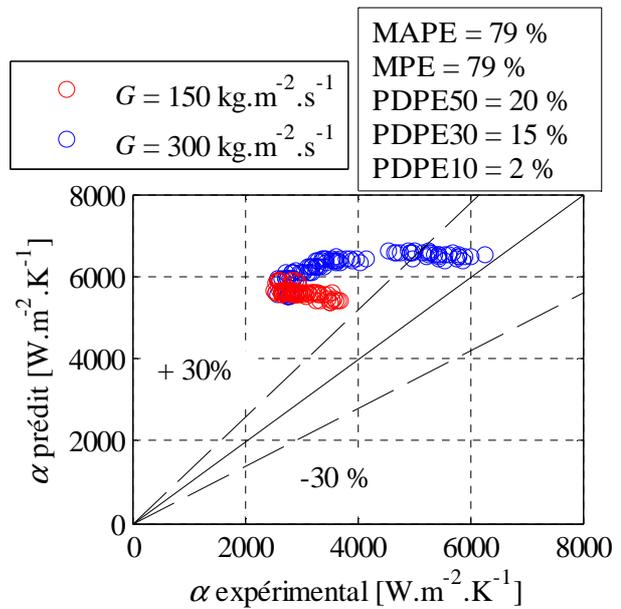
$$\alpha_{diph} = [(S\alpha_{nuc})^n + (E\alpha_{conv})^n]^{\frac{1}{n}} \quad (5-1)$$

avec  $\alpha_{nuc}$  le coefficient d'échange en ébullition nucléée issu d'une corrélation prédisant le coefficient d'échange en ébullition en vase,  $\alpha_{conv}$  le coefficient d'échange convectif,  $S$  le coefficient d'extinction et  $E$  le coefficient de renforcement.

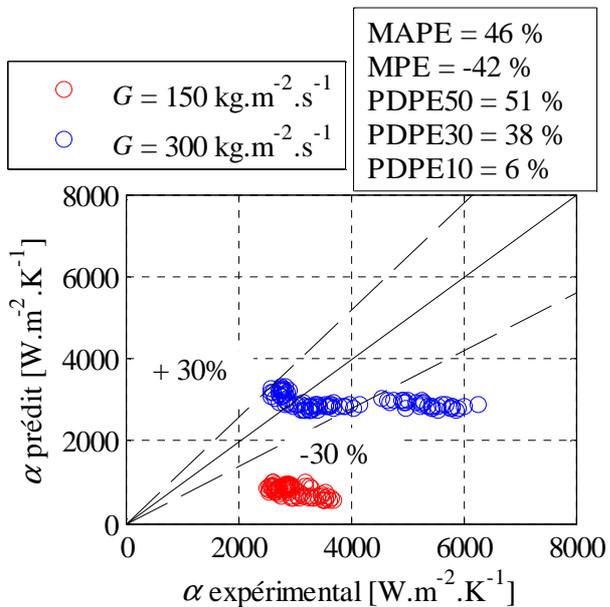
Par conséquent, ces modèles permettent non seulement de prédire le coefficient d'échange mais ils considèrent également l'évolution des parts respectives des modes de transfert avec les conditions expérimentales. Les résultats de prédiction de huit modèles asymptotiques sont présentés sur la figure 5-28. Les méthodes de calcul du coefficient d'échange employées par ces modèles sont décrites en annexe F.



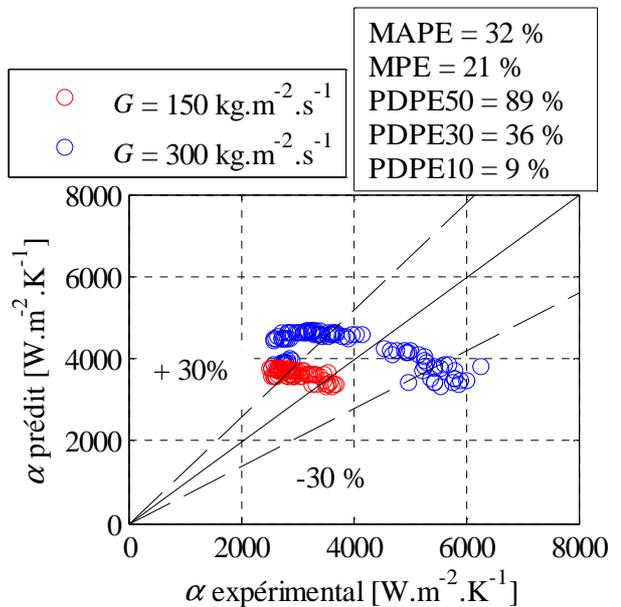
Chen (1964)



Gungor et Winterton (1986)



Kandlikar (1990)



Liu et Winterton (1991)

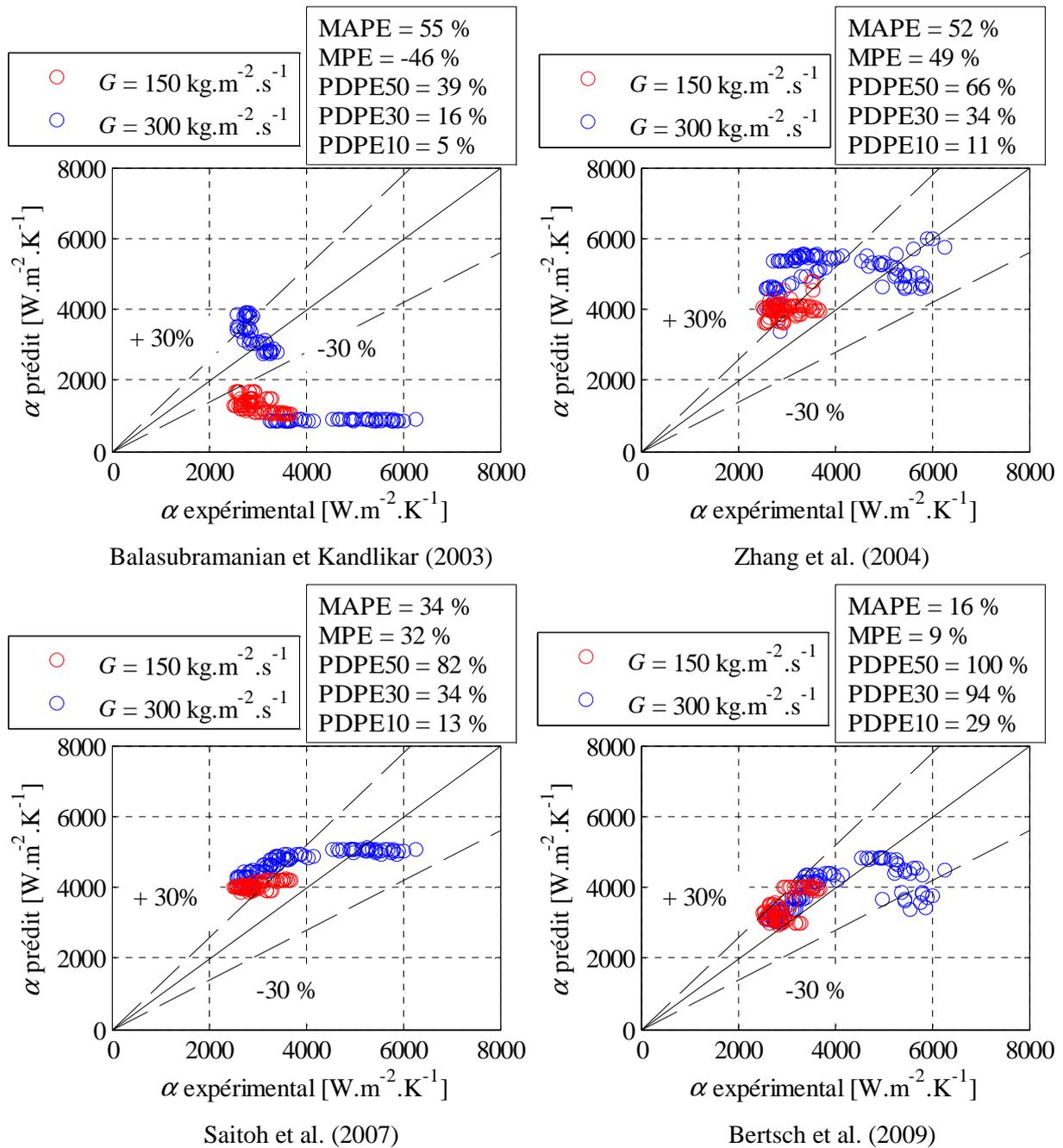


Figure 5-28 Comparaison de modèles asymptotiques avec les données expérimentales (MAPE : moyenne de la valeur absolue de l'erreur relative ; MPE : moyenne de l'erreur relative ; PDPE<sub>x</sub> : pourcentage de données prédites avec une erreur relative inférieure à  $x$ )

Il apparaît que le modèle présentant les meilleurs indicateurs statistiques est le modèle de Bertsch et al. (2009). En effet, celui-ci présente une erreur relative de 16%, la plus faible des modèles testés ainsi que 94 % de données capturées avec 30 % d'erreur relative, ce qui est largement plus élevé que les autres modèles considérés. Ceci peut s'expliquer du fait que le modèle de Bertsch et al. (2009) a été développé avec une base de données issue de tests réalisés avec des réfrigérants entre autres, en micro et mini canaux, avec des nombres de Bond correspondant variant de 0,06 à 11. De plus, les conditions expérimentales présentes sont incluses dans les gammes de températures de saturation, de vitesses massiques et de densités de flux. Par conséquent, ce modèle est particulièrement adapté aux conditions expérimentales présentes et permet de prédire au mieux l'évolution du coefficient d'échange. De plus,

l'évolution des parts du coefficient d'échange dues à l'ébullition nucléée et à l'ébullition convective est prédite avec ce modèle et est présentée en configuration horizontale sur la figure 5-29 pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  et sur la figure 5-30 pour une vitesse massique de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . L'évolution des contributions de l'ébullition nucléée et de l'ébullition convective pour ces deux vitesses massiques indiquent une transition de régime pour un titre en vapeur compris entre 0,3 et 0,4. En revanche, la transition du régime intermittent au régime annulaire a lieu pour un titre en vapeur de 0,2. Ainsi, quand l'ébullition convective est dominante, le régime est annulaire et peu affecté par l'inclinaison. Quand le régime est intermittent, il est affecté par l'inclinaison mais le transfert thermique est principalement conditionné par l'ébullition nucléée. Par conséquent, quelles que soient les conditions expérimentales testées, l'évolution des contributions de l'ébullition nucléée et de l'ébullition convective prédite par le modèle asymptotique de Bertsch et al. (2009) permet d'expliquer l'absence d'évolution du coefficient d'échange avec l'inclinaison.

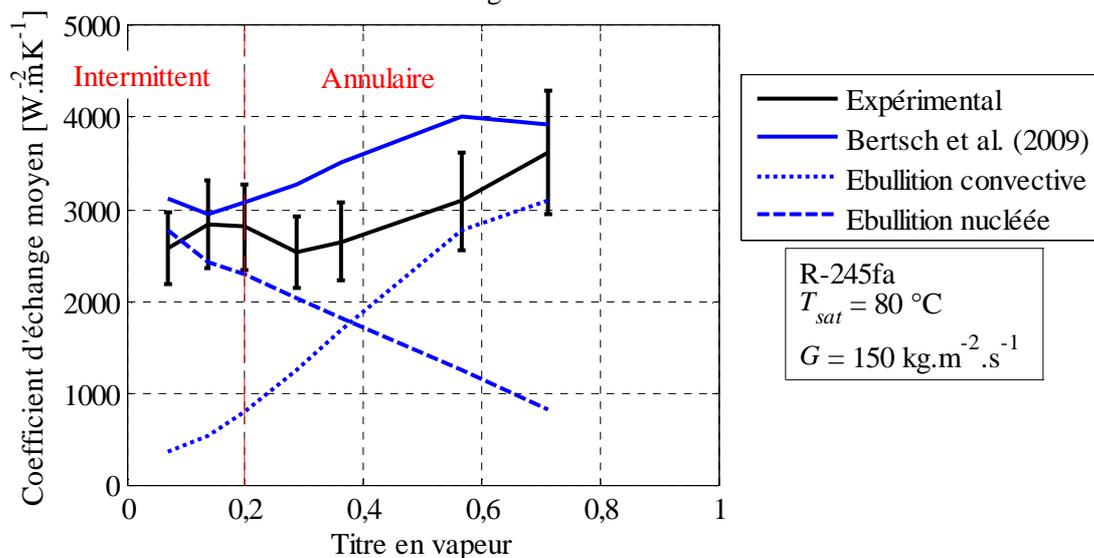


Figure 5-29 Evolution des prédictions du modèle de Bertsch et al. (2009) en fonction du titre en vapeur pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  en configuration horizontale

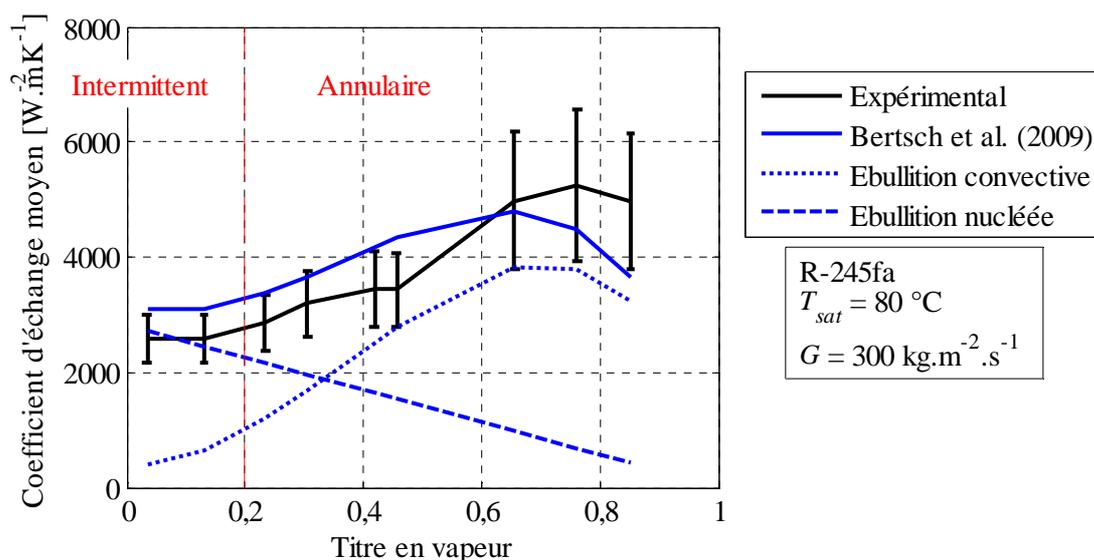


Figure 5-30 Evolution des prédictions du modèle de Bertsch et al. (2009) en fonction du titre en vapeur pour une vitesse massique de  $300 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$  en configuration horizontale

Ce type de comportement du coefficient d'échange avec l'inclinaison a été observé par Bamorovat Abadi et al. (2016). Il est montré dans leur étude un effet modéré de l'inclinaison sur l'ébullition convective du R245fa avec des variations relatives du coefficient d'échange inférieures à 15 % entre les configurations horizontale et verticale ascendante. Cependant, leur configuration est légèrement différente dans le sens qu'un tube en inox de 3 mm est utilisé. De ce fait, le confinement ainsi que l'état de surface sont différents de la section test présente, ce qui impacte les modes de transferts thermiques. De plus, il a également été observé une évolution significative du coefficient d'échange avec l'inclinaison pour des confinements nettement plus élevés en micro-évaporateur (Hsu et al., 2015; Wang et al., 2012).

Ainsi, au regard des incertitudes commises quant à l'acquisition du coefficient d'échange, l'orientation n'a pas d'effet sur les échanges thermiques en écoulements intermittents et annulaires avec la configuration présente. Cependant, en configuration d'assèchement, l'orientation de l'écoulement est amenée à affecter la surchauffe ainsi que la dynamique du front de vapeur comme cela est observé dans la section 5.4.

## 5.4 Effet de l'inclinaison sur l'assèchement de l'écoulement

### 5.4.1 Méthode de caractérisation du régime d'assèchement

Au contraire des autres régimes, le régime d'assèchement n'est pas caractérisé par la visualisation de l'interface liquide-vapeur. Il est défini par rapport aux fluctuations temporelles de la température de dépôt d'ITO. En effet, à la transition entre le régime annulaire et le régime d'assèchement, le film liquide est amené à complètement s'évaporer sous l'effet du flux de chaleur imposé à la paroi. Ceci a pour conséquence une forte augmentation de la température de paroi locale et donc une diminution du coefficient d'échange local. Ce régime instable est caractérisé par de fortes fluctuations temporelles de la température de paroi extérieure comme cela est présenté sur la figure 5-31. La température considérée sur le graphe de la figure 5-31 est la moyenne spatiale de la température de paroi pour les 40 derniers pixels de la section infrarouge (3 mm). Au regard des fluctuations observées sur l'ensemble des régimes annulaires, il est considéré qu'un assèchement est observé quand les fluctuations temporelles de température de paroi extérieure sont supérieures à 0,1 °C.

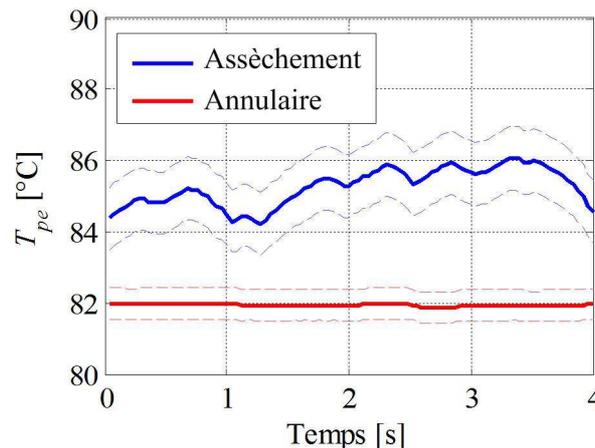


Figure 5-31 Evolution temporelle de la température de paroi extérieure dans les cas d'un régime d'assèchement et d'un régime annulaire

De plus, les fortes variations de températures dans la section en saphir ont pour conséquence que l'hypothèse de conduction longitudinale négligeable n'est plus valable. De ce fait, le coefficient d'échange n'est plus calculable facilement. Pour chaque condition expérimentale, les résultats sont donc présentés en termes de différence entre la température de paroi extérieure moyennée sur la

section infrarouge et durant l'ensemble du temps d'acquisition (80 s) et la température de saturation mesurée en entrée d'évaporateur.

Enfin, le titre en vapeur est calculé de la même manière que celle exposée pour les écoulements saturés. Cependant, ce titre en vapeur permet uniquement une comparaison qualitative avec les autres titres en vapeur de la base de données de coefficients d'échange et ne saurait représenter la proportion de vapeur dans l'écoulement en assèchement. En effet, la modélisation thermique de l'évaporateur n'est plus à même d'être considérée en assèchement, notamment du fait de l'asymétrie des résistances de conduction de part et d'autre de la section test.

#### 5.4.2 Evolution de l'assèchement avec l'inclinaison

La figure 5-32 présente l'évolution de  $T_{pe} - T_{sat}$  en fonction de l'inclinaison pour une vitesse massique de  $150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ , un titre en vapeur de 0,8 et une densité de flux de  $13,1 \text{ kW.m}^{-2}$ . Au regard de l'incertitude commise sur la température de paroi extérieure, il apparaît que le maximum de surchauffe est obtenu pour la configuration horizontale et la configuration descendante à  $-45^\circ$ . Ceci peut être interprété en considérant l'effet des forces de gravité sur le film liquide en haut de l'écoulement. En effet, la stratification de l'écoulement est particulièrement marquée en configuration horizontale et en configurations descendantes comme cela a pu être observé pour de faibles titres en vapeur dans le chapitre 3. De ce fait, le film liquide est plus mince dans ces configurations, ce qui permet au film liquide de se vaporiser plus facilement et augmente de surcroît la température de paroi. Les configurations verticales ont pour effet d'épaissir le film liquide (symétrique), ce qui limite en moyenne la surchauffe de l'évaporateur.

L'étude de Konishi et al. (2013) fait apparaître des résultats semblables en mini-canal rectangulaire dans le sens qu'il est observé que lorsque le système de chauffage est placé sur la paroi supérieure de l'écoulement, les plus forts flux critiques sont obtenus pour les configurations verticales.

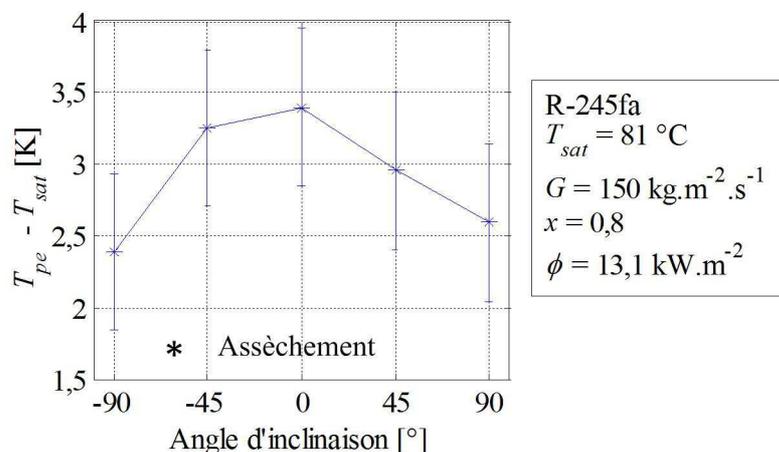


Figure 5-32 Evolution de  $T_{pe} - T_{sat}$  en fonction de l'angle d'inclinaison

Ainsi, la température de paroi, en moyenne, est influencée par l'orientation de l'évaporateur en régime d'assèchement. Cependant, le régime d'assèchement est caractérisé par de fortes fluctuations spatiales et temporelles de la température de paroi extérieure. Or le dispositif d'acquisition infrarouge permet de rendre compte de cet aspect.

#### 5.4.3 Evolution spatio-temporelle de la température de paroi extérieure en régime d'assèchement

En régime d'assèchement, la température de paroi est amenée à fortement fluctuer du fait des variations de position du front de vapeur qui peut plus ou moins remonter l'écoulement en fonction de

l'inclinaison. C'est pourquoi une analyse en moyenne ne permet pas de tenir compte de la phénoménologie de l'écoulement dans le cas d'un régime d'assèchement. De ce fait, quand l'assèchement de l'évaporateur était constaté, une acquisition des températures d'entrée et de sortie d'évaporateur, du champ de température de paroi extérieure et de l'écoulement était réalisée pendant 80 secondes correspondant à la durée maximale d'acquisition du dispositif. Ceci a permis d'obtenir un échantillon temporel le plus représentatif des fluctuations de température pour chaque configuration d'assèchement. Les résultats de la campagne de tests menée en assèchement pour une densité de flux de  $13 \text{ kW.m}^{-2}$  sont présentés sur la figure 5-33 pour des angles d'inclinaison de  $-90^\circ$ ,  $-45^\circ$ ,  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  et  $90^\circ$ . Pour chaque orientation, les résultats sont présentés sous la forme de deux graphes représentant respectivement l'évolution spatiale de la moyenne temporelle de  $T_{pe} - T_{sat}$  (a) et l'évolution temporelle de la moyenne spatiale de  $T_{pe} - T_{sat}$  sur les quatre derniers millimètres de la section infrarouge (b). Il a été choisi de restreindre la moyenne spatiale à cette zone afin de mieux repérer les fluctuations temporelles de la température de paroi et de les comparer avec les visualisations de l'écoulement. La comparaison entre les images dans les domaines visible et infrarouge est permise par synchronisation des séquences d'acquisition.

Les graphes (c) de la figure 5-33 présentent ainsi l'évolution temporelle des fluctuations du corps de vapeur en fonction du temps. Pour ce faire, le reflet du corps de vapeur est repéré pour toutes les abscisses de l'image avec la caméra rapide comme cela est présenté sur la figure 5-34. Quand il y a assèchement, le profil du reflet est lisse et l'écart-type de la dérivée de la position du reflet par rapport à l'abscisse est faible. En revanche, hors assèchement, le profil est plus perturbé et l'écart-type de la dérivée augmente significativement. Sur les profils présentés de la figure 5-34, l'écart type de la dérivée de la position du reflet vaut 0,31 pour le profil hors assèchement alors qu'il vaut 0,17 pour le profil en assèchement. Par soucis de clarté, les graphes (c) de la figure 5-33 présentent une moyenne glissante (moyennée avec cent pas de temps) de l'évolution temporelle des fluctuations du reflet de corps de vapeur, le signal de base étant particulièrement bruité.

L'analyse de l'évolution spatiale de la surchauffe, permise grâce aux graphes (a), renforce le constat l'influence de l'inclinaison sur l'assèchement. En effet, il est constaté une surchauffe maximale, de l'ordre de 7 K pour la configuration horizontale ( $\beta = 0^\circ$ ) alors que le profil de température en configuration verticale ascendante ( $\beta = 90^\circ$ ) ne fait pas apparaître d'augmentation du profil de température en fin de section infrarouge.

D'un point de vue temporel, les observations de fluctuation de la surchauffe menées à partir des graphes (b) montrent des comportements variés selon l'inclinaison, que ce soit en termes de fréquence que d'amplitude de fluctuations. Cependant, à l'instar de l'évolution spatiale, il est remarquable que pour  $\beta = 90^\circ$ , l'assèchement est pour ainsi dire absent avec de très faibles fluctuations.

Les graphes (c) de la figure 5-33 mettent en évidence pour les configurations à  $-90^\circ$ ,  $-45^\circ$  et  $45^\circ$  une synchronisation temporelle certaine des observations faites avec les caméras rapides dans le visible et l'infrarouge. Il est de fait observé pour ces inclinaisons que lorsque les fluctuations du reflet du corps de vapeur sont maximales (hors assèchement), la surchauffe est bien constatée minimale. A contrario, les surchauffes maximales correspondent bien à des fluctuations dans le visible minimales durant l'assèchement. Le couplage des mesures infrarouges et visibles pourraient ainsi permettre de mieux comprendre les différents régimes d'assèchement observés, mais plus de données expérimentales sont nécessaires pour aboutir à des analyses fiables des différents phénomènes mis en jeu.

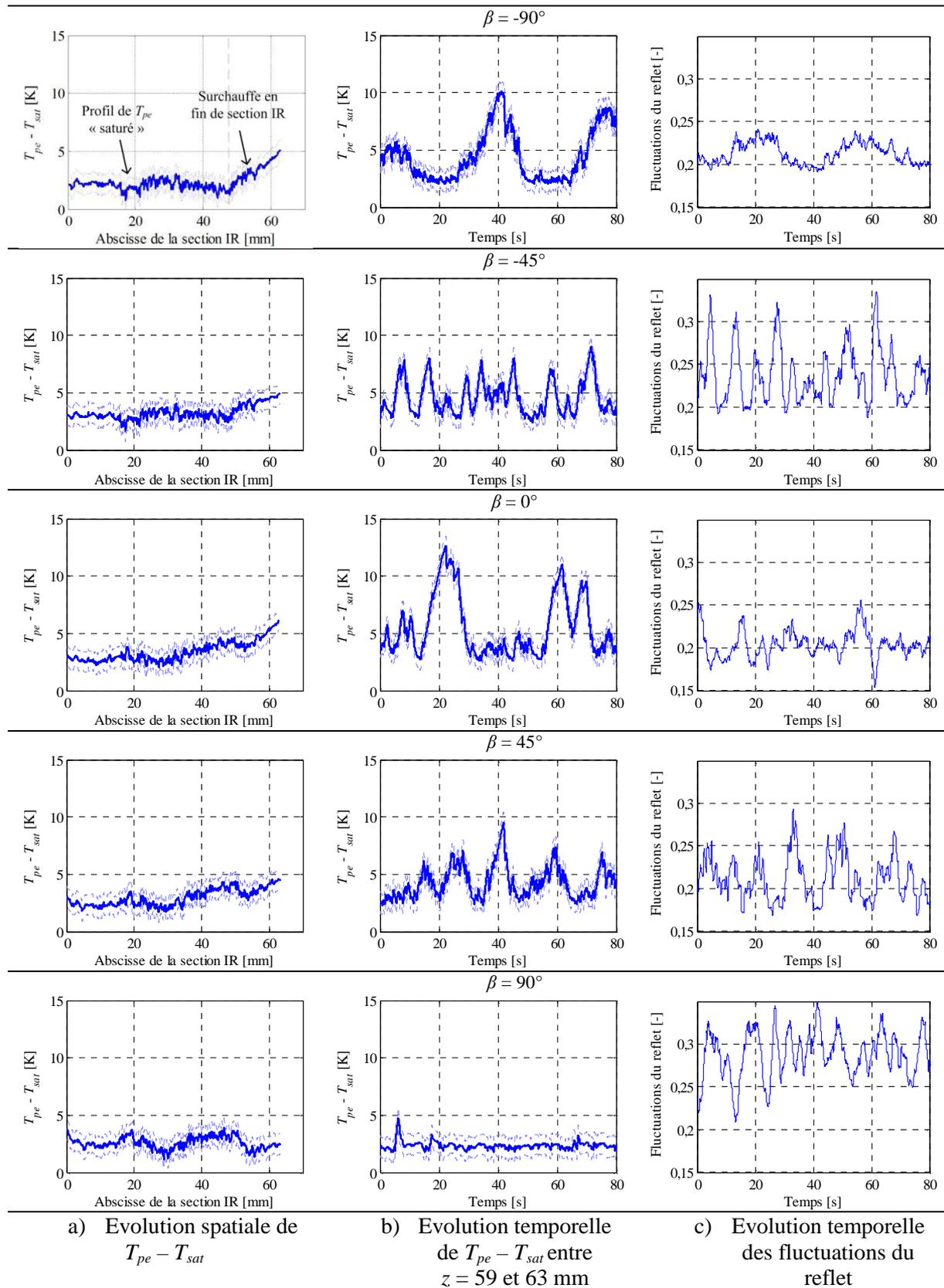


Figure 5-33 Evolution spatiale (a) et temporelle (b) de  $T_{pe} - T_{sat}$  et évolution temporelle des fluctuations du reflet du corps de vapeur (c) pour les différents angles d'inclinaisons testés et  $G = 150 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ,  $T_{\text{évap},e} = 81 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $x = 0,8$  et  $\varphi = 13,5 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$

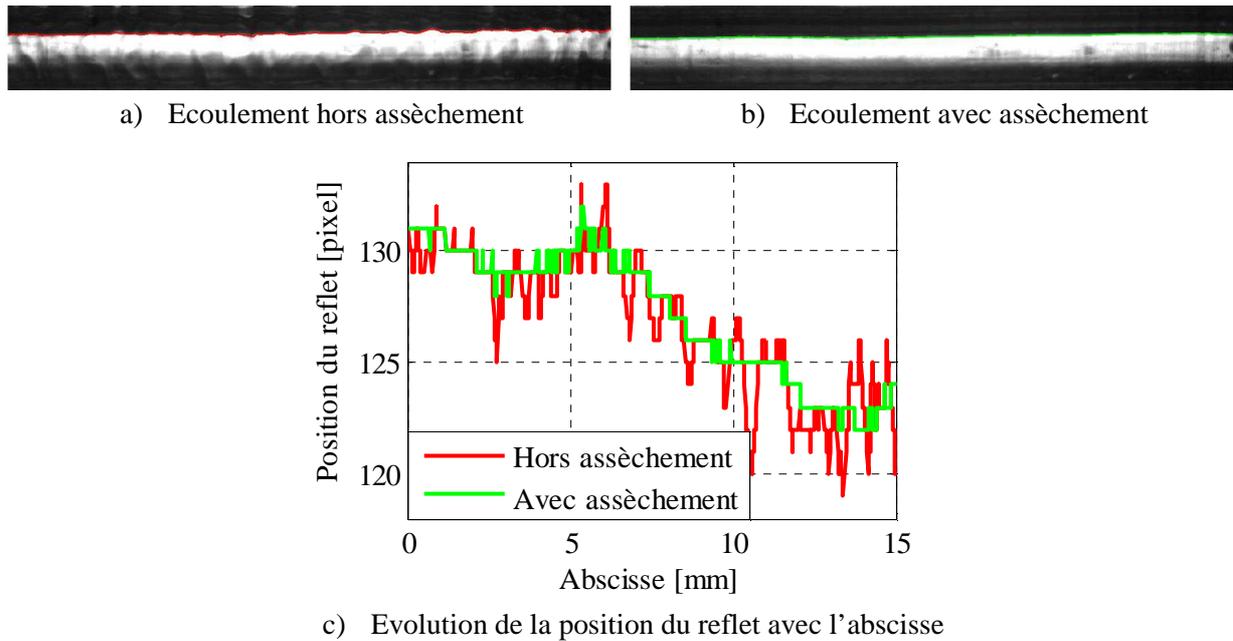


Figure 5-34 Image représentative de l'écoulement hors assèchement (a), lors de l'assèchement (b) et évolution de la position du reflet avec l'abscisse (c) pour  $G = 150 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ,  $x = 0,8$ ,  $T_{sat} = 81 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $\varphi = 13,5 \text{ kW.m}^{-2}$  et  $\beta = -90^\circ$

## 5.5 Conclusions

Pour chaque configuration de la campagne d'essais réalisée avec un flux thermique non nulle, l'écoulement a été visualisé, la chute de pression a été mesurée et un coefficient d'échange moyen a été calculé au centre de l'évaporateur. L'effet du flux thermique sur les régimes d'écoulement a été présenté et discuté. Il apparaît que :

- Le régime stratifié n'est pas à même de se former lorsque les bulles de nucléation sont présentes au sein de l'écoulement, ces bulles déstabilisant l'interface liquide-vapeur du corps de vapeur.
- L'intensité de la nucléation décroît avec l'inertie de la phase vapeur. En effet, l'augmentation de l'inertie de la phase vapeur a pour effet d'amincir le film liquide, ce qui confine la croissance des bulles et limite la nucléation.
- Les transitions du régime intermittent au régime annulaire sont peu affectées par la nucléation

L'augmentation du flux thermique au sein de l'évaporateur a pour effet d'augmenter la chute de pression et ce quelques soient les conditions expérimentales. Cette différence de chute de pression n'évolue sensiblement pas avec l'inclinaison mais est amenée à diminuer avec le titre en vapeur. En effet, cette chute de pression est due à la nucléation qui n'est pas affectée par l'inclinaison et qui décroît avec le titre en vapeur.

La base de données de coefficients d'échange a permis d'étudier l'effet de la réduction de diamètre hydraulique et de l'inclinaison de l'écoulement sur les échanges thermiques. Les conclusions de cette étude sont que :

- La réduction de diamètre intérieur aboutit à un changement de comportement de l'évolution du coefficient d'échange avec la densité de flux et la vitesse massique.
- Les échanges thermiques ne sont pas suffisamment influencés par l'inclinaison pour pouvoir constater leur évolution significative au regard de l'incertitude commise sur le coefficient

d'échange. Cette absence d'évolution est interprétée en termes d'effet de l'orientation de la gravité pour les différents régimes diphasiques et les différents modes de transferts thermiques rencontrés.

L'étude de l'effet de l'inclinaison sur l'assèchement a montré que la configuration horizontale favorisait l'assèchement, que ce soit en termes de comportement spatio-temporel moyen que d'amplitudes de fluctuations et d'évolution spatiale le long de la section infrarouge. De plus, il a été mis en évidence la synchronisation des régimes d'assèchement et annulaire avec les variations temporelles de la surchauffe en fin de section infrarouge.

Ainsi, cette étude thermique des écoulements diphasiques en mini-canal incliné a permis de confirmer ou préciser la compréhension de certains phénomènes grâce au couplage entre une section d'évaporation transparente et une caractérisation par caméra infrarouge. Elle soulève aussi de nouvelles questions et perspectives, synthétisées dans la conclusion du manuscrit.

## Conclusions

Un état de l'art portant sur l'effet du confinement et de l'inclinaison sur les régimes d'écoulement, les chutes de pression et les échanges thermiques a été mené. De cet état de l'art est apparu le constat qu'il n'y a pas de consensus quant à la caractérisation de la transition de l'échelle macro à l'échelle micro pour les écoulements diphasiques. Par conséquent, il n'existe pas de modèle prédictif applicable à toutes les échelles d'écoulement. En outre, l'étude bibliographique fait état de peu de dispositifs permettant la visualisation de l'ébullition convective directement dans l'évaporateur. Or ce type de dispositif présente l'avantage de pouvoir visualiser le phénomène de nucléation et son interaction avec l'écoulement. Enfin, peu d'études ont également été constatées sur l'effet de l'inclinaison sur les échanges thermiques et celles-ci ont majoritairement été réalisées en macro-canal. Pour autant, il a été constaté des configurations où l'inclinaison affectait les échanges thermiques même à l'échelle micro.

Pour contribuer à la compréhension de l'effet de la configuration, tant en terme de confinement que d'inclinaison, sur les caractéristiques de l'ébullition convective, une section test a été montée sur le banc d'essais précédemment conçu par Charnay (2014). Celle-ci permet simultanément de visualiser l'écoulement diphasique de R245fa, d'acquérir la chute de pression et de mesurer le coefficient d'échange au centre de l'évaporateur. Pour ce faire, un évaporateur transparent a été utilisé, consistant en un tube en saphir recouvert d'un dépôt d'ITO transparent conducteur. L'acquisition du champ de température de paroi extérieure a été permise grâce à l'emploi d'une caméra infrarouge ainsi que d'un post-traitement prenant en compte les propriétés radiatives de la section test. De plus, l'analyse des écoulements dans l'évaporateur a été permise grâce à l'emploi d'une caméra rapide ainsi que d'une procédure de traitement d'images. Ce dispositif expérimental a permis la réalisation de deux campagnes de tests en configuration inclinée pour des régimes faiblement inertiels, en conditions adiabatiques et en ébullition convective. Une autre campagne d'acquisition et d'analyse d'images a été menée sur le banc d'essais de Charnay (2014) portant sur la symétrie de l'écoulement saturé de R245fa en configuration horizontale. Ces campagnes ont servi à l'élaboration d'une base de données de régimes d'écoulements, de symétrie, de chutes de pression totales et dues aux frottements, ainsi que de coefficients d'échange.

Dans un premier temps, l'étude de l'écoulement diphasique adiabatique a été réalisée en considérant les notions de régimes et de symétrie, apportant des informations complémentaires quant au comportement dynamique de l'écoulement. Pour caractériser quantitativement la symétrie de l'écoulement, un paramètre a été introduit, calculé à partir des épaisseurs de film dans les parties supérieure et inférieure de l'image de l'écoulement. L'évolution de la symétrie en configuration horizontale a été étudiée en formant une base de données de paramètres de symétries comportant près de 700 points de données obtenus en mini et macro canaux. Ces points de données proviennent de mesures d'épaisseurs de film en écoulements air-eau et saturés, de la littérature et de la campagne de tests réalisée avec la section de Charnay (2014). Une corrélation a été conçue, permettant de conclure que pour le jeu de données employé, la symétrie de l'écoulement est majoritairement guidée par les forces de gravité, les contraintes interfaciales et l'inertie de la phase vapeur. Il n'est constaté qu'une faible contribution des effets capillaires. En outre, l'évolution de la symétrie de l'écoulement a également été étudiée en configuration inclinée et met en avant un fort impact des régimes rencontrés en inclinaison sur son évolution. Par conséquent, l'élaboration d'une corrélation prédisant la symétrie pour des conditions d'inclinaison variées ne saurait ignorer les transitions de régimes.

## Conclusions

Trois régimes d'écoulement ont été distingués : les écoulements intermittents, les écoulements stratifiés et les écoulements annulaires. Leur caractérisation a été permise grâce à l'introduction de critères quantitatifs. Il est apparu que le titre en vapeur de transition du régime intermittent au régime annulaire diminuait avec le confinement. L'effet de l'inclinaison sur les régimes d'écoulement est présent pour les plus faibles inerties de phase vapeur, permettant d'observer une transition de régime entre la configuration descendante, où l'écoulement est stratifié, et la configuration ascendante, où le régime est intermittent. Ces observations de transition sont majoritairement en accord avec la modélisation des transitions de Barnea (1987), ce qui traduit un comportement proche de celui rencontré en macro-canal.

Dans un second temps, des mesures de chutes de pression ont été réalisées en écoulement liquide-vapeur adiabatiques incliné. Ces mesures ont été ensuite traitées, permettant l'analyse de l'évolution des gradients de pression total et dû aux frottements avec les conditions expérimentales. Le calcul du gradient de pression dû aux frottements a été possible en calculant le taux de vide moyen de l'écoulement considéré. Pour ce faire, la corrélation de Bhagwat et Ghajar (2014) a été employée. La comparaison des résultats obtenus par Charnay (2014) avec ceux obtenus sur la présente section test a montré une augmentation de la chute de pression ainsi qu'une détérioration des capacités de prédiction des modèles de chutes de pression avec le confinement.

En inclinaison, les chutes de pression sont affectées par l'orientation du champ de gravité pour les régimes les moins inertiels. La transition de comportement observée du gradient de pression total et du gradient de pression dû aux frottements entre les écoulements descendants et ascendants est associée à la transition du régime stratifié au régime intermittent. Ce type de comportement est comparé avec celui obtenu par l'étude de Spedding et al. (1982) en écoulement air-eau en macro-canal. La comparaison des conditions d'obtention des transitions en termes de nombre de Froude vapeur fait apparaître de fortes similitudes entre les deux études bien que l'effet de l'inclinaison soit plus marqué dans l'étude de Spedding et al. (1982).

Fort du constat de simultanéité des transitions de comportement de régimes et de chutes de pression, l'évolution du gradient de pression dû aux frottements avec l'inclinaison peut être interprétée en considérant les intensités respectives des contraintes paroi-liquide et liquide-vapeur.

En outre, les modèles homogènes et à phases séparées sont plus aptes à prédire le comportement des chutes de pression en écoulement horizontal ou ascendant, du fait de la faible évolution du gradient de pression dû aux frottements dans ces conditions. Le modèle empirique de Beggs et Brill (1973), conçu à partir d'un jeu de données obtenu en macro-canal ne permet pas de prédire l'évolution du gradient de pression avec l'inclinaison.

Enfin, l'évolution observée des fluctuations de chutes de pression suggère leur utilisation pour discriminer les différents régimes d'écoulement au sein même des catégories déjà employées. Pour autant, la quantité de données de fluctuations ainsi que la fréquence d'échantillonnage seraient à augmenter pour définir des critères de transition sur la présente base de données.

Dans un troisième temps, la campagne de tests portant sur l'étude de l'ébullition convective en configuration inclinée a permis l'obtention de bases de données de régimes d'écoulement, de chutes de pression et de coefficients d'échange en conditions non adiabatiques. L'étude des régimes d'écoulement dans cette configuration montre un comportement différent de celui observé en conditions adiabatiques. En effet, le régime stratifié n'est plus observé pour les configurations descendantes peu inertiels, la nucléation ayant pour effet de perturber l'écoulement. De plus, la nucléation semble peu affecter la transition du régime intermittent au régime annulaire. Enfin, il est

observé, tant en tailles qu'en nombre de bulles, que l'intensité de la nucléation diminue avec le titre ne vapeur, anticipant une transition de modes de transferts thermiques de l'ébullition convective.

Le flux thermique a pour effet d'augmenter les chutes de pression quelle que soit la configuration. De plus, bien que les régimes rencontrés en inclinaison soient différents entre les configurations avec ou sans flux thermique, l'inclinaison a sensiblement le même effet sur les chutes de pression dans ces deux configurations. Ainsi, l'augmentation constatée de la chute de pression due au flux est égale quelle que soit l'inclinaison.

L'effet du confinement sur les échanges thermiques est analysé en comparant certains résultats obtenus par Charnay (2014) et ceux obtenus sur la présente section test. Il met en avant un effet accru de l'ébullition convective par rapport à l'ébullition nucléée quand le confinement augmente. Cependant, il est nécessaire de modérer les conclusions de ces observations du fait que les matériaux utilisés pour la conception des évaporateurs des deux sections tests sont différents (saphir et inox), pouvant affecter la nucléation.

Enfin, il n'est pas observé d'évolution significative du coefficient d'échange avec l'inclinaison au regard des incertitudes commises avec l'acquisition infrarouge. Ceci est interprété par le décalage observé entre la transition du régime intermittent au régime annulaire et la transition du régime d'ébullition nucléée dominante au régime d'ébullition convective dominante. En revanche, l'inclinaison affecte clairement l'évolution de l'assèchement. En effet, quel que soit le flux imposé, la surchauffe de la paroi extérieure de l'évaporateur la plus élevée a été systématiquement constatée avec la configuration horizontale. De plus, le dispositif d'acquisition d'images employé dans les domaines visible et infrarouge a mis en avant la synchronisation de la surchauffe avec les observations de l'écoulement.

## Perspectives

L'étude des régimes d'écoulement a fait apparaître une certaine diversité de leurs classifications et un manque de critères objectifs de leurs transitions. De plus, la notion de régime d'écoulement ne semble pas suffisante pour comparer les jeux de données de la littérature, chaque régime revêtant une large diversité de comportements hydrodynamiques. De ce fait, une caractérisation quantitative basée sur des mesures de fluctuations de chutes de pression, d'épaisseurs de films ainsi que de caractéristiques cinématiques de bulles, par exemple, permettraient une meilleure comparaison des résultats expérimentaux. Cette possibilité d'amélioration des moyens de comparaison des bases de données serait bénéfique à la compréhension de la transition micro-macro.

Lors des campagnes de visualisation, il a été constaté de fortes différences de régimes entre le cas avec flux thermique imposé et le cas adiabatique, la nucléation interagissant fortement avec l'écoulement à cette échelle. Par conséquent, à cette échelle, il semble inapproprié de raisonner sur la visualisation d'un écoulement en aval de l'évaporateur. De plus, il a été constaté dans la littérature très peu de dispositifs transparents permettant l'acquisition directe de la température de paroi interne. Or, ce type de dispositif présente l'avantage d'accéder aux comportements thermiques transitoires dus aux régimes d'écoulement rencontrés. Ces dispositifs permettraient de mieux appréhender la thermique de l'écoulement et notamment le rôle de la nucléation dans les transferts thermiques en ébullition convective.

## Perspectives

D'autre part, comme cela est suggéré par Karayiannis et Mahmoud (2017), l'état de surface et notamment la mouillabilité de la paroi interne de l'évaporateur est à même d'expliquer, du moins partiellement, les contradictions observées dans la littérature quant à l'évolution du coefficient d'échange en mini et micro-canaux. De ce fait, l'étude de l'effet de l'état de surface est à même d'apporter une meilleure compréhension de l'évolution des échanges thermiques avec l'inclinaison et le confinement.

Enfin, avec la miniaturisation des systèmes de dissipation de chaleur et l'emploi de densités de flux de plus en plus élevées, il semble approprié d'intensifier les recherches sur l'effet de l'orientation et du confinement sur le flux critique. Ceci permettrait une meilleure intégration des dissipateurs de chaleur et une amélioration des performances de systèmes tels que les circuits imprimés, mais nécessiterait de grandement améliorer la compréhension des phénomènes d'assèchement dans ces conditions.

## Références

- Adekomaya, O.A., 2014. An improved version of drift-flux model for predicting pressure-gradient and void-fraction in vertical and near vertical slug flow. *J. Pet. Sci. Eng.* 116, 103–108. <https://doi.org/10.1016/j.petrol.2014.02.021>
- Adelaja, A.O., Dirker, J., Meyer, J.P., 2017. Experimental study of the pressure drop during condensation in an inclined smooth tube at different saturation temperatures. *Int. J. Heat Mass Transf.* 105, 237–251. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.09.098>
- Adelaja, A.O., Dirker, J., Meyer, J.P., 2016. Convective condensation heat transfer of R134a in tubes at different inclination angles. *Int. J. Green Energy* 13, 812–821. <https://doi.org/10.1080/15435075.2016.1161633>
- Akhavan-Behabadi, M.A., Esmailpour, M., 2014. Experimental study of evaporation heat transfer of R-134a inside a corrugated tube with different tube inclinations. *Int. Commun. Heat Mass Transf.* 55, 8–14. <https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2014.03.003>
- Akhavan-Behabadi, M.A., Mohseni, S.G., Razavinasab, S.M., 2011. Evaporation heat transfer of R-134a inside a microfin tube with different tube inclinations. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 35, 996–1001. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2011.01.020>
- Al-Hajri, E.S.A., 2009. Prediction of Heat Transfer and Pressure Drop of Condensing Refrigerant Flow in a High Aspect Ratio Micro-channels.
- Awad, M.M., Muzychka, Y.S., 2008. Effective property models for homogeneous two-phase flows. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 33, 106–113. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2008.07.006>
- Balasubramanian, P., Kandlikar, S.G., 2003. High speed photographic observation of flow patterns during flow boiling in single rectangular minichannel. *ASME Summer Heat Transf. Conf July 21-23 Las Vegas Nev. USA* 1–7.
- Bamorovat Abadi, G., Moon, C., Kim, K.C., 2016. Effect of gravity vector on flow boiling heat transfer, flow pattern map, and pressure drop of R245fa refrigerant in mini tubes. *Int. J. Multiph. Flow* 83, 202–216. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2016.04.007>
- Barbieri, P., Jabardo, J., Bandarra Filho, E., 2008. Flow patterns in convective boiling of refrigerant R-134a in smooth tubes of several diameters. *Proc. 5th Eur. Therm.-Sci. Conf. Eindh. Neth.*
- Barnea, D., 1987. A unified model for predicting flow-pattern transitions for the whole range of pipe inclinations. *Int. J. Multiph. Flow* 13, 1–12. [https://doi.org/10.1016/0301-9322\(87\)90002-4](https://doi.org/10.1016/0301-9322(87)90002-4)
- Barnea, D., 1986. Transition from annular flow and from dispersed bubble flow--unified models for the whole range of pipe inclinations. *Int. J. Multiph. Flow* 12, 733–744. [https://doi.org/10.1016/0301-9322\(86\)90048-0](https://doi.org/10.1016/0301-9322(86)90048-0)
- Barnea, D., Shoham, O., Taitel, Y., 1982. Flow pattern transition for downward inclined two phase flow; horizontal to vertical. *Chem. Eng. Sci.* 37, 735–740. [https://doi.org/10.1016/0009-2509\(82\)85033-1](https://doi.org/10.1016/0009-2509(82)85033-1)
- Barnea, D., Shoham, O., Taitel, Y., Dukler, A.E., 1980. Flow pattern transition for gas-liquid flow in horizontal and inclined pipes. Comparison of experimental data with theory. *Int J Multiph. Flow* 6, 217–226.
- Beattie, D.R.H., Whalley, P.B., 1982. A simple two-phase frictional pressure drop calculation method. *Int. J. Multiph. Flow* 8, 83–87.
- Beggs, D.H., Brill, J.P., 1973. A study of two-phase flow in inclined pipes. *J. Pet. Technol.* 25, 607–617. <https://doi.org/10.2118/4007-PA>
- Bertsch, S.S., Groll, E.A., Garimella, S.V., 2009. Effects of heat flux, mass flux, vapor quality, and saturation temperature on flow boiling heat transfer in microchannels. *Int. J. Multiph. Flow* 35, 142–154.
- Bhagwat, S.M., Ghajar, A.J., 2017. Experimental investigation of non-boiling gas-liquid two phase flow in downward inclined pipes. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 89, 219–237. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2017.08.020>
- Bhagwat, S.M., Ghajar, A.J., 2016. Experimental investigation of non-boiling gas-liquid two phase flow in upward inclined pipes. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 79, 301–318. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2016.08.004>

## Références

- Bhagwat, S.M., Ghajar, A.J., 2014. A flow pattern independent drift flux model based void fraction correlation for a wide range of gas–liquid two phase flow. *Int. J. Multiph. Flow* 59, 186–205. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2013.11.001>
- Bortolin, S., Bortolato, M., Azzolin, M., Del Col, D., 2018. Comparative experimental procedures for measuring the local heat transfer coefficient during flow boiling in a microchannel. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 90, 231–245. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2017.09.017>
- Brauner, N., Moalem Maron, D., 1992. Analysis of stratified/non-stratified transitional boundaries in inclined gas-liquid flows. *Int. J. Multiph. Flow* 18, 541–557. [https://doi.org/10.1016/0301-9322\(92\)90051-H](https://doi.org/10.1016/0301-9322(92)90051-H)
- Celata, G.P., Zummo, G., 2009. Flow boiling heat transfer in microgravity: recent progress. *Multiph. Sci. Technol.* 21, 187–212. <https://doi.org/10.1615/MultScienTechn.v21.i3.20>
- Charnay, R., 2014. Experimental study of flow boiling in horizontal minichannels at high saturation temperature. Lyon, INSA.
- Charnay, R., Revellin, R., Bonjour, J., 2014. Flow boiling characteristics of R-245fa in a minichannel at medium saturation temperatures. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 59, 184–194. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2014.01.011>
- Chen, I.Y., Yang, K.S., Chang, Y.J., Wang, C.C., 2001. Two-phase pressure drop of air-water and R-410A in small horizontal tubes. *Int. J. Multiph. Flow* 27, 1293–1299.
- Chen, J.C., 1964. A correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow. ASME Publ.
- Chen, L., Tian, Y.S., Karayiannis, T.G., 2006. The effect of tube diameter on vertical two-phase flow regimes in small tubes. *Int. J. Heat Mass Transf.* 49, 4220–4230.
- Cheng, L., Ribatski, G., Thome, J.R., 2008. Two-phase flow patterns and flow-pattern maps: fundamentals and applications. *Appl. Mech. Rev.* 61, 050802-28. <https://doi.org/10.1115/1.2955990>
- Cheng, W.-L., Chen, H., Yuan, S., Zhong, Q., Fan, Y.-F., 2017. Experimental study on heat transfer characteristics of R134a flow boiling in “Ω”-shaped grooved tube with different flow directions. *Int. J. Heat Mass Transf.* 108, 988–997. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.12.053>
- Churchill, S.W., 1977. Friction-factor equation spans all fluid-flow regimes. *Chem. Eng.* 84, 91–92.
- Churchill, S.W., Chu, H.H.S., 1975. Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a horizontal cylinder. *Int. J. Heat Mass Transf.* 18, 1049–1053. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(75\)90222-7](https://doi.org/10.1016/0017-9310(75)90222-7)
- Cicchiti, A., Lombardi, C., Silvestri, M., Soldaini, G., Zavattarelli, R., 1959. Two-phase cooling experiments: pressure drop, heat transfer and burnout measurements.
- Cioncolini, A., Thome, J.R., 2013. Liquid film circumferential asymmetry prediction in horizontal annular two-phase flow. *Int. J. Multiph. Flow* 51, 44–54. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2012.12.003>
- Colburn, A.P., 1933. A method of correlating forced convection heat transfer data and a comparison with fluid friction. Elsevier.
- Colebrook, C.F., White, C.M., 1937. Experiments with Fluid Friction in Roughened Pipes. *Proc. R. Soc. Math. Phys. Eng. Sci.* 161, 367–381. <https://doi.org/10.1098/rspa.1937.0150>
- Collier, J.G., Thome, J.R., 1994. Convective boiling and condensation, third edition. Oxford University Press, Oxford.
- Cooper, M.G., 1984. Saturation nucleate pool boiling. A simple correlation. 1st UK Conf Heat Transf. Leeds ICHIME Symp Ser. N° 86 785–793.
- Cornwell, K., Kew, P.A., 1992. Boiling in Small Channels, in: Pilavachi, P. (Ed.), Proceedings of CEC Conference on Energy Efficiency in Process Technology. Elsevier, Athens, Greece, pp. 624–638.
- Costa-Patry, E., Thome, J.R., 2013. Flow pattern-based flow boiling heat transfer model for microchannels. *Int. J. Refrig.* 36, 414–420. <https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2012.12.006>
- Crawford, T.J., Weinberger, C.B., Weisman, J., 1986. Two-phase flow patterns and void fractions in downward flow. Part II: void fractions and transient flow patterns. *Int. J. Multiph. Flow* 12, 219–236. [https://doi.org/10.1016/0301-9322\(86\)90027-3](https://doi.org/10.1016/0301-9322(86)90027-3)

- Crawford, T.J., Weinberger, C.B., Weisman, J., 1985. Two-phase flow patterns and void fractions in downward flow. Part I: steady-state flow patterns. *Int. J. Multiph. Flow* 11, 761–782. [https://doi.org/10.1016/0301-9322\(85\)90023-0](https://doi.org/10.1016/0301-9322(85)90023-0)
- Davidson, W.F., Hardie, P.H., Humphreys, C.G.R., Markson, A.A., Mumford, A.R., Ravese, T., 1943. Studies of heat transmission through boiler tubing at pressures from 500 to 3300 pounds. *Trans ASME* 65, 553–591.
- Del Col, D., Bortolato, M., Azzolin, M., Bortolin, S., 2014. Effect of inclination during condensation inside a square cross section minichannel. *Int. J. Heat Mass Transf.* 78, 760–777. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.06.078>
- Del Col, D., Bortolin, S., Rossetto, L., 2013. Convective boiling inside a single circular microchannel. *Int. J. Heat Mass Transf.* 67, 1231–1245.
- Donniacuo, A., Charnay, R., Mastrullo, R., Mauro, A.W., Revellin, R., 2015. Film thickness measurements for annular flow in minichannels: Description of the optical technique and experimental results. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 69, 73–85. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2015.07.005>
- Dukler, A.E., Wicks, M., Cleveland, R.G., 1964. Pressure drop and hold-up in two-phase flow Part large\sc A-A comparison of existing correlations and Part large\sc B-An approach through similarity analysis. *AIChE J.* 10, 38–51.
- El Hajal, J., Thome, J.R., Cavallini, A., 2003. Condensation in horizontal tubes. Part 1: two-phase flow pattern map. *Int. J. Heat Mass Transf.* 46, 3349–3363. [https://doi.org/10.1016/S0017-9310\(03\)00139-X](https://doi.org/10.1016/S0017-9310(03)00139-X)
- Forster, H.K., Zuber, N., 1955. Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer. *AIChE J.* 1, 531–535.
- Fourar, M., Bories, S., 1995. Experimental study of air-water two-phase flow through a fracture (narrow channel). *Int. J. Multiph. Flow* 21, 621–637.
- Friedel, L., 1979. Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two phase pipe flow. *3R Int. Heft* 7 18, 485–491.
- García, F., García, R., Padrino, J., Mata, C., Trallero, J., Joseph, D., 2003. Power law and composite power law friction factor correlations for laminar and turbulent gas–liquid flow in horizontal pipelines. *Int. J. Multiph. Flow* 29, 1605–1624. [https://doi.org/10.1016/S0301-9322\(03\)00139-3](https://doi.org/10.1016/S0301-9322(03)00139-3)
- Ghajar, A.J., Kim, J., 2005. A non-boiling two-phase flow heat transfer correlation for different flow patterns and pipe inclination angles, in: *Proceedings of the 2005 ASME Summer Heat Transfer Conference*. pp. 17–22.
- Ghajar, A.J., Tang, C.C., 2010. Importance of non-boiling two-phase flow heat transfer in pipes for industrial applications. *Heat Transf. Eng.* 31, 711–732.
- Ghajar, A.J., Tang, C.C., 2007. Heat Transfer Measurements, Flow Pattern Maps, and Flow Visualization for Non-Boiling Two-Phase Flow in Horizontal and Slightly Inclined Pipe. *Heat Transf. Eng.* 28, 525–540. <https://doi.org/10.1080/01457630701193906>
- Gnielinski, V., 1976. New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow. *Int. Chem. Eng.* 16, 359–368.
- Gungor, K.E., Winterton, R.H.S., 1986. A general correlation for flow boiling in tubes and annuli. *Int J Heat Mass Transf.* 29, 351–358.
- Harirchian, T., Garimella, S.V., 2010. A comprehensive flow regime map for microchannel flow boiling with quantitative transition criteria. *Int. J. Heat Mass Transf.* 53, 2694–2702. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2010.02.039>
- Hsu, L.-C., Cion, S.-W., Lin, K.-W., Wang, C.-C., 2015. An experimental study of inclination on the boiling heat transfer characteristics of a micro-channel heat sink using HFE-7100. *Int. Commun. Heat Mass Transf.* 62, 13–17. <https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2015.01.007>
- Hurlburt, E.T., Newell, T.A., 1997. Prediction of the circumferential film thickness distribution in horizontal annular gas-liquid flow, ACRC Report TR-111. Air Conditioning and Refrigeration Center. College of Engineering. University of Illinois at Urbana-Champaign.
- Hwang, Y.W., Kim, M.S., 2006. The pressure drop in microtubes and the correlation development. *Int. J. Heat Mass Transf.* 49, 1804–1812.

- Jagirdar, M., Lee, P.S., 2016. Study of transient heat transfer and synchronized flow visualizations during sub-cooled flow boiling in a small aspect ratio microchannel. *Int. J. Multiph. Flow* 83, 254–266. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2016.04.004>
- Jones, O.C., Zuber, N., 1975. The interrelation between void fraction fluctuations and flow patterns in two-phase flow. *Int. J. Multiph. Flow* 2, 273–306.
- Kandlikar, S.G., 1990. A General Correlation for Saturated Two-Phase Flow Boiling Heat Transfer Inside Horizontal and Vertical Tubes. *J. Heat Transf.* 112, 219–228. <https://doi.org/10.1115/1.2910348>
- Karayianis, T.G., Mahmoud, M.M., 2017. Flow boiling in microchannels: Fundamentals and applications. *Appl. Therm. Eng.* 115, 1372–1397. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2016.08.063>
- Karayianis, T.G., Pike-Wilson, E.A., Chen, L., Mahmoud, M., Tian, Y., 2014. Flow patterns and comparison with correlations for vertical flow boiling of R245fa in small to micro tubes, in: 4th Micro and Nano Flows Conference UCL, London, UK. pp. 7–10.
- Kattan, N., Thome, J.R., Favrat, D., 1998. Flow boiling in horizontal tubes: Part 1 - Development of a diabatic two-phase flow pattern map. *J. Heat Transf.* 120, 140–147. <https://doi.org/10.1115/1.2830037>
- Kim, S.-M., Kim, J., Mudawar, I., 2012. Flow condensation in parallel micro-channels–Part 1: Experimental results and assessment of pressure drop correlations. *Int. J. Heat Mass Transf.* 55, 971–983.
- Kim, S.-M., Mudawar, I., 2014a. Review of databases and predictive methods for pressure drop in adiabatic, condensing and boiling mini/micro-channel flows. *Int. J. Heat Mass Transf.* 77, 74–97. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.04.035>
- Kim, S.-M., Mudawar, I., 2014b. Review of databases and predictive methods for heat transfer in condensing and boiling mini/micro-channel flows. *Int. J. Heat Mass Transf.* 77, 627–652. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.05.036>
- Kim, T.H., Kommer, E., Dessiatoun, S., Kim, J., 2012. Measurement of two-phase flow and heat transfer parameters using infrared thermometry. *Int. J. Multiph. Flow* 40, 56–67. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2011.11.012>
- Kommer, E., Dessiatoun, S., Kim, J., Kim, T.H., Solotych, V., 2012. Investigation of flow boiling heat Transfer in microgravity via infrared thermometry, in: ASME 2012 Heat Transfer Summer Conference Collocated with the ASME 2012 Fluids Engineering Division Summer Meeting and the ASME 2012 10th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels. American Society of Mechanical Engineers, pp. 555–561.
- Konishi, C., Mudawar, I., Hasan, M.M., 2013. Investigation of the influence of orientation on critical heat flux for flow boiling with two-phase inlet. *Int. J. Heat Mass Transf.* 61, 176–190.
- Kundu, A., Kumar, R., Gupta, A., 2014. Evaporative heat transfer of R134a and R407C inside a smooth tube with different inclinations. *Int. J. Heat Mass Transf.* 76, 523–533. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.04.056>
- Laurinat, J.-E., Hanratty, T.J., 1982. Studies of the Effect of Pipe Size on Horizontal Annular Two-phase Flows. Thèse Dr.
- Leão, H.L.S.L., Chávez, C.A., do Nascimento, F.J., Ribatski, G., 2015. An analysis of the effect of the footprint orientation on the thermal-hydraulic performance of a microchannels heat sink during flow boiling of R245fa. *Appl. Therm. Eng.* 90, 907–926. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2015.07.043>
- Li, W., Wu, Z., 2011. Generalized adiabatic pressure drop correlations in evaporative micro/mini-channels. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 35, 866–872. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2010.07.005>
- Li, W., Wu, Z., 2010. A general correlation for adiabatic two-phase pressure drop in micro/mini-channels. *Int. J. Heat Mass Transf.* 53, 2732–2739.
- Lin, S., Kwok, C.C.K., Li, R.Y., Chen, Z.H., Chen, Z.Y., 1991. Local frictional pressure drop during vaporization of R-12 through capillary tubes. *Int. J. Multiph. Flow* 17, 95–102.
- Lips, S., Meyer, J.P., 2012a. Stratified flow model for convective condensation in an inclined tube. *Int. J. Heat Fluid Flow* 36, 83–91. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2012.03.005>

- Lips, S., Meyer, J.P., 2012b. Experimental study of convective condensation in an inclined smooth tube. Part I: Inclination effect on flow pattern and heat transfer coefficient. *Int. J. Heat Mass Transf.* 55, 395–404. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.09.033>
- Lips, S., Meyer, J.P., 2011. Two-phase flow in inclined tubes with specific reference to condensation: A review. *Int. J. Multiph. Flow* 37, 845–859. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2011.04.005>
- 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 Heat Mass Transf.* 34, 2759–2766.
- Lockhart, R.W., Martinelli, R.C., 1949. Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes. *Chem. Eng. Prog.* 45, 39–48.
- Luo, W., Li, Y., Wang, Q., Li, J., Liao, R., Liu, Z., 2016. Experimental Study of Gas-Liquid Two-Phase Flow for High Velocity in Inclined Medium Size Tube and Verification of Pressure Calculation Methods. *Int. J. Heat Technol.* 34, 455–464. <https://doi.org/10.18280/ijht.340315>
- Mandhane, J.M., Gregory, G.A., Aziz, K., 1974. A flow pattern map for gas-liquid flow in horizontal pipes. *Int. J. Multiph. Flow* 1, 537–553. [https://doi.org/10.1016/0301-9322\(74\)90006-8](https://doi.org/10.1016/0301-9322(74)90006-8)
- Marchuk, I., Lyulin, Y., Kabov, O.A., 2013. Theoretical and experimental study of convective condensation inside a circular tube. *Interfacial Phenom. Heat Transf.* 1.
- Masala, T., Harvel, G., Chang, J.-S., 2007. Separated two-phase flow regime parameter measurement by a high speed ultrasonic pulse-echo system. *Rev. Sci. Instrum.* 78, 114901. <https://doi.org/10.1063/1.2804117>
- Matsui, G., 1984. Identification of flow regimes in vertical gas-liquid two-phase flow using differential pressure fluctuations. *Int. J. Multiph. Flow* 10, 711–719.
- McAdams, W.H., Woods, W.K., Bryan, R.L., 1942. Vaporization inside horizontal tubes-II-Benzene-oil mixtures. *Trans ASME* 64, 193.
- Megahed, A., Hassan, I., 2009. Two-phase pressure drop and flow visualization of FC-72 in a silicon microchannel heat sink. *Int. J. Heat Fluid Flow* 30, 1171–1182.
- Meyer, J.P., Dirker, J., Adelaja, A.O., 2014. Condensation heat transfer in smooth inclined tubes for R134a at different saturation temperatures. *Int. J. Heat Mass Transf.* 70, 515–525.
- Mishima, K., Hibiki, T., Nishihara, H., 1993. Some characteristics of gas-liquid flow in narrow rectangular ducts. *Int J Multiph. Flow* 19, 115–124.
- Mohseni, S.G., Akhavan-Behabadi, M.A., 2014. Flow pattern visualization and heat transfer characteristics of R-134a during evaporation inside a smooth tube with different tube inclinations. *Int. Commun. Heat Mass Transf.* 59, 39–45. <https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2014.10.018>
- Mohseni, S.G., Akhavan-Behabadi, M.A., Saedinia, M., 2013. Flow pattern visualization and heat transfer characteristics of R-134a during condensation inside a smooth tube with different tube inclinations. *Int. J. Heat Mass Transf.* 60, 598–602.
- Mukherjee, H., Brill, J.P., 1985. Empirical equations to predict flow patterns in two-phase inclined flow. *Int. J. Multiph. Flow* 11, 299–315. [https://doi.org/10.1016/0301-9322\(85\)90060-6](https://doi.org/10.1016/0301-9322(85)90060-6)
- Müller-Steinhagen, H., Heck, K., 1986. A simple friction pressure drop correlation for two-phase flow in pipes. *Chem. Eng. Process. Process Intensif.* 20, 297–308.
- Narcy, M., de Malmazet, E., Colin, C., 2014. Flow boiling in tube under normal gravity and microgravity conditions. *Int. J. Multiph. Flow* 60, 50–63. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2013.11.011>
- Nicholson, M.K., Aziz, K., Gregory, G.A., 1978. Intermittent two phase flow in horizontal pipes: predictive models. *Can. J. Chem. Eng.* 56, 653–663.
- Ohta, H., 1997. Experiments on microgravity boiling heat transfer by using transparent heaters. *Nucl. Eng. Des.* 175, 167–180.
- Ohta, H., Baba, S., 2013. Boiling Experiments Under Microgravity Conditions. *Exp. Heat Transf.* 26, 266–295. <https://doi.org/10.1080/08916152.2012.736850>
- Olivier, S.P., Meyer, J.P., De Paepe, M., De Kerpel, K., 2016. The influence of inclination angle on void fraction and heat transfer during condensation inside a smooth tube. *Int. J. Multiph. Flow* 80, 1–14. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2015.10.015>

- Ong, C.L., Thome, J.R., 2011. Macro-to-microchannel transition in two-phase flow: Part 1 – Two-phase flow patterns and film thickness measurements. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 35, 37–47. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2010.08.004>
- Ozer, A.B., Oncel, A.F., Hollingsworth, D.K., Witte, L.C., 2011. A method of concurrent thermographic–photographic visualization of flow boiling in a minichannel. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 35, 1522–1529. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2011.07.002>
- Pagan, E., Williams, W.C., Kam, S., Waltrich, P.J., 2017. A simplified model for churn and annular flow regimes in small- and large-diameter pipes. *Chem. Eng. Sci.* 162, 309–321. <https://doi.org/10.1016/j.ces.2016.12.059>
- Piasecka, M., Maciejewska, B., 2015. Heat transfer coefficient during flow boiling in a minichannel at variable spatial orientation. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 68, 459–467. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2015.05.005>
- Quibén, J.M., Thome, J.R., 2007. Flow pattern based two-phase frictional pressure drop model for horizontal tubes, Part \textnormalIII: New phenomenological model. *Int J Heat Fluid Flow* 28, 1060–1072.
- Rahubadde, U.S., Koggalage, R.L.W., 2004. Development of Elevation Machine for Thin Film Production in Self Assembling, Suitable for Die Sensitized Solar Cell.
- Revellin, R., Dupont, V., Ursenbacher, T., Thome, J.R., Zun, I., 2006. Characterization of Diabatic Two-Phase Flows in Microchannels: Flow Parameter Results for large\sc R-134a in a \$0.5\$ mm Channel. *Int J Multiph. Flow* 32, 755–774.
- Rouhani, S., Axelsson, E., 1970. Calculation of void volume fraction in the subcooled and quality boiling regions. *Int. J. Heat Mass Transf.* 13, 383–393. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(70\)90114-6](https://doi.org/10.1016/0017-9310(70)90114-6)
- Saitoh, S., Daiguji, H., Hihara, E., 2007. Correlation for boiling heat transfer of R-134a in horizontal tubes including effect of tube diameter. *Int. J. Heat Mass Transf.* 50, 5215–5225. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.06.019>
- Salarian, H., Esmailpour, M., 2015. Experimental Study of Evaporation Heat Transfer of R-134a Inside a Corrugated Tube with Different Tube Inclinations. *Am. J. Renew. Sustain. Energy* 1, 166–171.
- Scammell, A., Kim, J., 2015. Heat transfer and flow characteristics of rising Taylor bubbles. *Int. J. Heat Mass Transf.* 89, 379–389. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.05.068>
- Schubring, D., Shedd, T.A., 2009. Critical friction factor modeling of horizontal annular base film thickness. *Int. J. Multiph. Flow* 35, 389–397. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2008.12.002>
- Sempértegui-Tapia, D.F., Ribatski, G., 2017. The effect of the cross-sectional geometry on saturated flow boiling heat transfer in horizontal micro-scale channels. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 89, 98–109. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2017.08.001>
- Setyawan, A., Indarto, Deendarlianto, 2017. Experimental investigations of the circumferential liquid film distribution of air-water annular two-phase flow in a horizontal pipe. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 85, 95–118. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2017.02.026>
- Shah, M.M., 2016a. Prediction of heat transfer during condensation in inclined plain tubes. *Appl. Therm. Eng.* 94, 82–89. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2015.10.122>
- Shah, M.M., 2016b. Comprehensive correlations for heat transfer during condensation in conventional and mini/micro channels in all orientations. *Int. J. Refrig.* 67, 22–41. <https://doi.org/10.1016/j.ijrefrig.2016.03.014>
- Shah, R.K., London, A.L., 1971. Laminar flow forced convection heat transfer and flow friction in straight and curved ducts-A summary of analytical solutions. STANFORD UNIV CA DEPT OF MECHANICAL ENGINEERING.
- Spedding, P.L., Chen, J.J.J., Nguyen, V.T., 1982. Pressure drop in two phase gas-liquid flow in inclined pipes. *Int. J. Multiph. Flow* 8, 407–431. [https://doi.org/10.1016/0301-9322\(82\)90050-7](https://doi.org/10.1016/0301-9322(82)90050-7)
- Suo, M., Griffith, P., 1964. Two-phase flow in capillary tubes. *J Basic Eng.* 576–582.
- Taitel, Y., Dukler, A.E., 1976. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. *AIChE J.* 22, 47–55. <https://doi.org/10.1002/aic.690220105>

- Tibiriciá, C.B., Ribatski, G., 2015. Flow Boiling Phenomenological Differences Between Micro- and Macroscale Channels. *Heat Transf. Eng.* 36, 937–942. <https://doi.org/10.1080/01457632.2015.972726>
- Tibiriciá, C.B., Rocha, D.M., Sueth, I.L.S., Bochio, G., Shimizu, G.K.K., Barbosa, M.C., Ferreira, S. dos S., 2017. A complete set of simple and optimized correlations for microchannel flow boiling and two-phase flow applications. *Appl. Therm. Eng.* 126, 774–795. <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2017.07.161>
- Tran, T.N., Chyu, M.-C., Wambsganss, M.W., France, D.M., 2000. Two-phase pressure drop of refrigerants during flow boiling in small channels: an experimental investigation and correlation development. *Int. J. Multiph. Flow* 26, 1739–1754.
- Triplett, K.A., Ghiaasiaan, S.M., Abdel-Khalik, S.I., Sadowski, D.L., 1999. Gas-liquid two-phase flow in microchannels part I: two-phase flow patterns. *Int J Multiph. Flow* 25, 377–394.
- Tutu, N.K., 1982. Pressure fluctuations and flow pattern recognition in vertical two phase gas-liquid flows. *Int. J. Multiph. Flow* 8, 443–447.
- Ullman, A., Brauner, N., 2006. The prediction of flow pattern maps in minichannels, in: 4th Japanese-European Two-Phase Flow Group Meeting. 24-28 September, Kyoto, Japan.
- Vaze, M.J., Banerjee, J., 2011. Effect of inclination on flow and thermal characteristics of air-water two-phase flow: an experimental investigation. pp. 213–224. <https://doi.org/10.2495/MPF110181>
- Wang, C.-C., Chang, W.-J., Dai, C.-H., Lin, Y.-T., Yang, K.-S., 2012. Effect of inclination on the convective boiling performance of a microchannel heat sink using HFE-7100. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 36, 143–148. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2011.09.006>
- Weisman, J., Duncan, D., Gibson, J., Crawford, T., 1979. Effects of fluid properties and pipe diameter on two-phase flow patterns in horizontal lines. *Int. J. Multiph. Flow* 5, 437–462. [https://doi.org/10.1016/0301-9322\(79\)90031-4](https://doi.org/10.1016/0301-9322(79)90031-4)
- Weisman, J., Kang, S.Y., 1981. Flow pattern transitions in vertical and upwardly inclined lines. *Int. J. Multiph. Flow* 7, 271–291. [https://doi.org/10.1016/0301-9322\(81\)90022-7](https://doi.org/10.1016/0301-9322(81)90022-7)
- Wojtan, L., Ursenbacher, T., Thome, J.R., 2005. Investigation of flow boiling in horizontal tubes: Part I - A new diabatic two-phase flow pattern map. *Int. J. Heat Mass Transf.* 48, 2955–2969.
- Xing, F., Xu, J., Xie, J., Liu, H., Wang, Z., Ma, X., 2015. Froude number dominates condensation heat transfer of R245fa in tubes: Effect of inclination angles. *Int. J. Multiph. Flow* 71, 98–115. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2015.01.005>
- Xu, L.J., Xu, L.A., 1998. Gas/liquid two-phase flow regime identification by ultrasonic tomography. *Flow Meas. Instrum.* 8, 145–155.
- Yoo, J., Estrada-Perez, C.E., Hassan, Y.A., 2015. An accurate wall temperature measurement using infrared thermometry with enhanced two-phase flow visualization in a convective boiling system. *Int. J. Therm. Sci.* 90, 248–266. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2014.12.007>
- Yu, W., France, D.M., Wambsganss, M.W., Hull, J.R., 2002. Two-phase pressure drop, boiling heat transfer, and critical heat flux to water in a small-diameter horizontal tube. *Int. J. Multiph. Flow* 28, 927–941.
- Zhang, M., Webb, R.L., 2001. Correlation of two-phase friction for refrigerants in small-diameter tubes. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 25, 131–139.
- Zhang, W., Hibiki, T., Mishima, K., 2010. Correlations of two-phase frictional pressure drop and void fraction in mini-channel. *Int. J. Heat Mass Transf.* 53, 453–465. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.09.011>
- Zhang, W., Hibiki, T., Mishima, K., 2004. Correlation for flow boiling heat transfer in mini-channels. *Int. J. Heat Mass Transf.* 47, 5749–5763. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2004.07.034>

## Références

## Annexe A Mesures et incertitudes

Dans cette section, les méthodes de mesure des grandeurs physiques nécessaires à l'analyse de l'écoulement sont présentées. Les méthodes de calcul de leurs incertitudes sont également exposées. Les méthodes de type A et de type B de calcul des incertitudes sont employées dans l'ensemble de l'étude.

La méthode de type A vise à quantifier l'erreur aléatoire d'une mesure. D'un point de vue statistique, la grandeur quantifiée est une variable aléatoire  $Y$  qui prend plusieurs réalisations  $y_i$  à travers les mesures réalisées. L'estimation de la moyenne de  $Y$  notée  $\bar{y}$  est d'autant plus précise que le nombre de réalisations  $N$  de  $Y$  est grand. Ainsi, l'incertitude  $\Delta_A(Y)$  sur cette moyenne a été calculée à l'aide du produit de l'écart type  $\sigma(Y)$  de la série statistique des réalisations avec le coefficient de Student à  $N$  degrés de liberté pour un intervalle de pari bilatéral à 95 % (correspondant à un quantile à 97,5 % soit  $t(97,5 \%, N)$ ) :

$$\Delta_A(Y) = t(97,5 \%, N)\sigma(Y) \quad (\text{A-1})$$

La méthode de type B s'applique aux grandeurs calculées à partir des grandeurs mesurées. Elle permet la propagation des incertitudes de mesure sur cette grandeur calculée. Dans le cas d'une variable aléatoire  $Y$  dont la valeur  $y$  est déterminée à partir des réalisations  $(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n)$  des  $n$  variables aléatoires  $(X_1, X_2, X_3, \dots, X_n)$

$$y = f(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n) \quad (\text{A-2})$$

L'incertitude absolue commise peut être estimée dans le cas de  $n$  variables indépendantes :

$$\delta Y = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial f}{\partial X_i} \delta X_i \right)^2} \quad (\text{A-3})$$

Dans le cas d'une grandeur dont le signe ne change pas et calculée à partir d'un produit de  $n$  variables aléatoires  $(x_1, x_2, \dots, x_n)$  :

$$y = \prod_{i=1}^n x_i \quad (\text{A-4})$$

L'incertitude relative peut être estimée comme suit :

$$\frac{\delta Y}{Y} = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left( \frac{\delta X_i}{X_i} \right)^2} \quad (\text{A-5})$$

### Dimensions des tubes

Les diamètres des tubes inox *Swagelok* ont une incertitude absolue fournie par le constructeur. Pour le banc d'essai à l'exception de la section test, le tube utilisé ayant un diamètre intérieur de 3 mm, ces incertitudes sont :

$$d_{int} = 3,00 \pm 0,03 \text{ mm} \quad (\text{A-6})$$

$$d_{ext} = 5,99 \pm 0,03 \text{ mm} \quad (\text{A-7})$$

Pour la section test, les tubes inox utilisés ayant un diamètre intérieur de 1,6 mm, ces incertitudes sont :

$$d_{int} = 1,60 \pm 0,03 \text{ mm} \quad (\text{A-8})$$

$$d_{ext} = 3,00 \pm 0,03 \text{ mm} \quad (\text{A-9})$$

Les données d'incertitudes pour le tube en saphir fournies par le constructeur sont les suivantes :

$$d_{int} = 1,6 \pm 0,15 \text{ mm} \quad (\text{A-10})$$

$$d_{ext} = 3,0 \pm 0,15 \text{ mm} \quad (\text{A-11})$$

$$L_{tube} = 200 \pm 1 \text{ mm} \quad (\text{A-12})$$

## Débit et vitesse massiques

Le débit massique est mesuré à l'aide d'un débitmètre Coriolis Micromotion Elite CMF010M entre la pompe et la section test. Son incertitude nominale est de 0,1 % :

$$\frac{\delta \dot{m}}{\dot{m}} = 0,1\% \quad (\text{A-13})$$

La vitesse massique correspondante au niveau de l'évaporateur s'en déduit avec la formule suivante :

$$G = \frac{4\dot{m}}{\pi d_{int}^2} \quad (\text{A-14})$$

Par conséquent, l'incertitude relative sur la vitesse massique de l'écoulement diphasique dans l'évaporateur est :

$$\frac{\delta G}{G} = \sqrt{\left(\frac{\delta \dot{m}}{\dot{m}}\right)^2 + \left(\frac{2\delta d_{int}}{d_{int}}\right)^2} \approx \frac{2\delta d_{int}}{d_{int}} \quad (\text{A-15})$$

L'incertitude relative sur le diamètre intérieur du tube en saphir étant nettement plus élevée que celle sur le débit massique, l'impact de l'incertitude du débit massique sur le calcul de celle de la vitesse massique est négligé.

## Pression

### Pression absolue

Les mesures de pression ont été faites avec des capteurs de pression absolue Keller PAA33 dont la gamme de fonctionnement est 0-35 bar. Ces capteurs ont été calibrés par le fabricant. L'incertitude nominale est fournie par le fabricant et vaut 0,2% de la gamme de fonctionnement, soit 70 mbar. Cette incertitude inclut les erreurs d'hystérésis, la limite de linéarité ainsi que la répétabilité.

$$\delta p = \pm 0,07 \text{ bar} \quad (\text{A-16})$$

### Pression différentielle

Les mesures de différence de pression entre l'entrée et la sortie de l'évaporateur sont assurées par l'emploi d'un capteur de pression différentielle. La calibration de ce capteur a été assurée par le fournisseur. Le capteur assurant les mesures de perte de charge dans la gamme 0-200 mbar est un modèle Keller KE23D dont la précision est 0,2% de sa gamme de fonctionnement, soit 0,40 mbar.

$$\delta\Delta p_{0-200 \text{ mbar}} = \pm 0,40 \text{ mbar} \quad (\text{A-17})$$

La déviation de la mesure de pression différentielle sans écoulement a été réalisée avant et après plusieurs tests et est systématiquement de l'ordre de l'incertitude du capteur.

## Alimentation électrique

Le préchauffeur est alimenté électriquement avec une alimentation programmable Sorensen SGA 60-250. Le calcul de la puissance électrique injectée dans le préchauffeur est permis grâce à l'acquisition de la tension et de l'intensité d'alimentation via l'interface LabView. Les incertitudes de mesures commises par l'alimentation respectivement en tension et en intensité sont :

$$\frac{\delta U_{pré}}{U_{pré}} = \pm 0,5 \% \quad (\text{A-18})$$

$$\frac{\delta I_{pré}}{I_{pré}} = \pm 0,5 \% \quad (\text{A-19})$$

La puissance électrique fournie par l'alimentation du préchauffeur est mesurée comme suit :

$$P_{pré} = U_{pré} I_{pré} \quad (\text{A-20})$$

Par conséquent, l'incertitude relative commise sur l'estimation de la puissance délivrée par cette alimentation est :

$$\frac{\delta P_{pré}}{P_{pré}} = \sqrt{\left(\frac{\delta U_{pré}}{U_{pré}}\right)^2 + \left(\frac{\delta I_{pré}}{I_{pré}}\right)^2} \quad (\text{A-21})$$

L'évaporateur est alimenté avec une alimentation stabilisée manuelle de 0-150 V et 0-10 A (U/I MT15100 P.Fontaine électronique) dont la tension et l'intensité sont acquises grâce à un montage électrique ainsi que l'utilisation de deux voies de la carte d'acquisition 7710 de la centrale d'acquisition. L'intensité est obtenue grâce à une résistance shunt de 0,1  $\Omega$  et la tension est acquise à l'aide d'un pont diviseur de tension composé de deux résistances respectivement de 10 et 150 k $\Omega$ . Le schéma du circuit permettant l'acquisition de la puissance électrique fournie par l'alimentation stabilisée est présenté Figure A-1.

Ainsi la tension aux bornes de l'évaporateur est calculée avec la formule suivante :

$$U_{ito} = \frac{R_1 + R_2}{R_1} U_1 \quad (\text{A-22})$$

L'intensité fournie à l'évaporateur est quant à elle calculée comme suit :

$$I_{ito} \approx I_{shunt} = \frac{U_{shunt}}{R_{shunt}} \quad (\text{A-23})$$

Par conséquent, la puissance fournie à l'évaporateur s'exprime de la façon suivante :

$$P_{ito} = \frac{R_1 + R_2}{R_1 R_{shunt}} U_1 U_{shunt} \quad (\text{A-24})$$

En considérant que les incertitudes relatives sur les tensions sont négligeables par rapport à celles sur les résistances (en pratique, de l'ordre du ppm pour les tensions), l'incertitude relative de la puissance transmise à l'évaporateur est :

$$\frac{\delta P_{ito}}{P_{ito}} = \sqrt{\frac{R_2^2 \delta R_1^2 + R_1^2 \delta R_2^2}{(R_1(R_1 + R_2))^2} + \left(\frac{\delta R_{shunt}}{R_{shunt}}\right)^2} \quad (\text{A-25})$$

Cette incertitude vaut 5 % dans les conditions expérimentales.

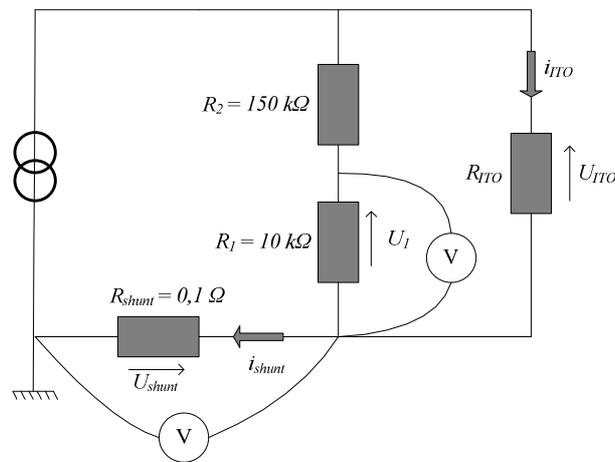


Figure A-1 Schéma du circuit électrique d'acquisition de la puissance délivrée à l'évaporateur

## Températures

Différents thermocouples de type K ont été utilisés sur le banc d'essai : 6 thermocouples de 0,5 mm conçus par Serv'Instrumentation ainsi que 16 thermocouples de 80 microns conçus au laboratoire. Deux soudures froides ont été conçues au laboratoire afin d'assurer une température stable de référence. L'ensemble des thermocouples a été étalonné à l'aide d'un bain thermostaté et d'une sonde platine. L'erreur systématique obtenue est 0,2 °C.

$$\delta T = 0,2 \text{ °C} \quad (\text{A-26})$$

## Propriétés thermophysiques du R-245fa et de l'air

Les propriétés thermophysiques du R-245fa et de l'air ont été obtenues avec REFPROP (NIST Standard Reference Database 23, Version 7.0) à partir des mesures de température et de pression. Dans le cas de l'air, la pression était considérée égale à 1 atm = 101,3 kPa. Des régressions polynômiales en  $T$  du 5<sup>ème</sup> ordre ont été appliquées pour le calcul des incertitudes des propriétés thermophysiques du R-245fa et de l'air. Pour la propriété physique  $X$  dépendant de  $T$  :

$$X = a_0 + a_1 T + a_2 T^2 + a_3 T^3 + a_4 T^4 + a_5 T^5 + o(T^5) \quad (\text{A-27})$$

L'incertitude correspondant à cette approximation de  $X$  est la suivante :

$$\delta X = [a_1 + 2a_2 T + 3a_3 T^2 + 4a_4 T^3 + 5a_5 T^4 + o(T^4)] \delta T \quad (\text{A-28})$$

## Annexe B Modèle de conduction longitudinale

Afin de réaliser un bilan 2 D sur une section de tube au niveau de la zone de visualisation infrarouge, il est nécessaire de justifier le fait de négliger la conduction longitudinale au niveau de cette zone. Pour ce faire, un modèle thermique local de conduction longitudinale unidimensionnelle est utilisé. Il suppose l'homogénéité de la température de saphir dans une tranche de saphir d'épaisseur infinitésimale  $dz$ . De plus, les pertes dans les jonctions en entrée et en sortie d'évaporateur sont modélisées par la même résistance thermique  $R_0$  de part et d'autre de l'évaporateur. Le profil de température dans le saphir est obtenu à partir d'un bilan différentiel à l'abscisse  $z$  sur le système {tranche de saphir d'épaisseur  $dz$ } comme présenté figure B-1.

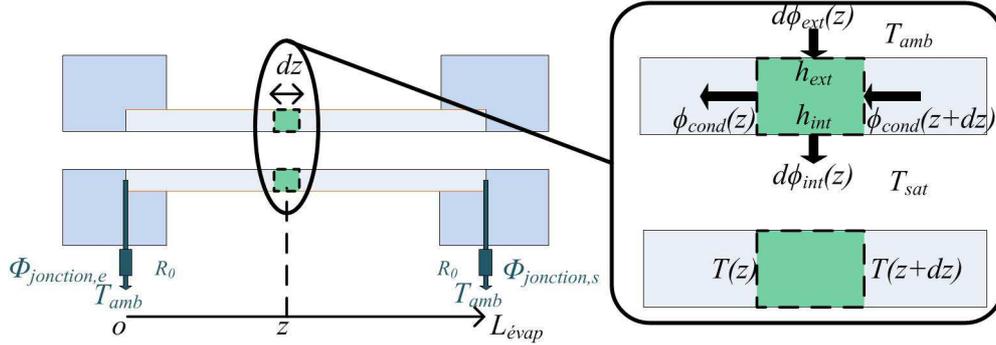


Figure B-1 Schéma du bilan différentiel réalisé sur le système {tranche de saphir d'épaisseur  $dz$ }

Ce bilan thermique aboutit à la relation suivante entre les flux :

$$\frac{\partial \Phi_{cond}}{\partial z} dz = \Phi_{l,ext} - \Phi_{l,int} \quad (\text{B-1})$$

avec  $\Phi_{cond}(z)$  le flux de chaleur conduit par le saphir de l'élément d'abscisse  $z$  à l'élément d'abscisse  $z-dz$  (en W),  $\Phi_{l,ext}$  le flux linéique de chaleur transmis par l'ITO à l'élément de saphir d'abscisse  $z$  (en  $\text{W.m}^{-1}$ ), et  $\Phi_{l,int}$  le flux linéique de chaleur transmis par le saphir au fluide à l'abscisse  $z$  (en  $\text{W.m}^{-1}$ ).

Deux conditions limites sont utilisées correspondant au flux perdu à l'abscisse 0 et en considérant la symétrie des pertes en entrée et en sortie d'évaporateur :

$$\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=\frac{L_{\text{évap}}}{2}} = 0 \quad (\text{B-2})$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{4(T(z=0) - T_{\text{amb}})}{R_0 \pi (d_{\text{ext}}^2 - d_{\text{int}}^2) \lambda_{\text{saphir}}} \quad (\text{B-3})$$

$\Phi_{l,ext}$  s'exprime en considérant la densité de flux électrique  $\varphi_{\text{elec}}$  ainsi que le coefficient d'échange thermique associé aux pertes thermiques  $\alpha_{ext}$  :

$$\Phi_{l,ext} = \pi d_{\text{ext}} \varphi_{\text{elec}} - \pi d_{\text{ext}} \alpha_{ext} (T - T_{\text{amb}}) \quad (\text{B-4})$$

$\Phi_{l,int}$  s'exprime en considérant le coefficient d'échange thermique convectif entre le fluide et la paroi intérieure du tube en saphir  $\alpha_{int}$  :

$$\Phi_{l,int} = \pi d_{\text{int}} \alpha_{int} (T - T_{\text{sat}}) \quad (\text{B-5})$$

Le terme de conduction longitudinale est exprimé avec la loi de Fourier unidimensionnelle :

$$\frac{\partial \Phi_{cond}}{\partial z} = -\frac{\lambda_{saphir}\pi}{4}(d_{ext}^2 - d_{int}^2)\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (B-6)$$

Les équations (B-4), (B-5) et (B-6) aboutissent à l'équation différentielle suivante pour la température de saphir :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{4[(\alpha_{int}d_{int} + \alpha_{ext}d_{ext})T - (\varphi_{elec}d_{ext} + \alpha_{int}d_{int}T_{sat} + \alpha_{ext}d_{ext}T_{amb})]}{\lambda_{saphir}(d_{ext}^2 - d_{int}^2)} \quad (B-7)$$

Cette équation différentielle est résolue analytiquement. Avec les conditions limites exposées, l'expression de la température de paroi le long du tube est la suivante :

$$T(z) = B + C_1 \exp(z\sqrt{A}) + C_2 \exp(-z\sqrt{A}) \quad (B-8)$$

$$\text{avec } A = \frac{4(\alpha_{int}d_{int} + \alpha_{ext}d_{ext})}{\lambda_{saphir}(d_{ext}^2 - d_{int}^2)} \quad (B-9)$$

$$B = \frac{\varphi_{elec}d_{ext} + \alpha_{int}d_{int}T_{sat} + \alpha_{ext}d_{ext}T_{amb}}{\alpha_{int}d_{int} + \alpha_{ext}d_{ext}} \quad (B-10)$$

$$C_1 = \frac{B - T_{amb}}{\sqrt{AR_0}\lambda_{saphir}\left(\frac{\pi}{4}\right)(d_{ext}^2 - d_{int}^2)(1 - \exp(L_{évap}\sqrt{A}) - (1 + \exp(L_{évap}\sqrt{A})))} \quad (B-11)$$

$$C_2 = \exp(L_{évap}\sqrt{A}) C_1 \quad (B-12)$$

La résistance globale liée aux pertes par la jonction d'entrée d'évaporateur est estimée avec un modèle thermique global exposé section 2.3.3 et vaut 22 K/W. En considérant cette résistance globale ainsi que des résistances de 32 K/W et de 12 K/W, les profils de température de saphir obtenus sont présentés figure b-2. Ces profils permettent d'affirmer que la température de saphir varie très peu dans la zone de visualisation infrarouge qui commence à 70 mm de l'entrée du tube en saphir. Par conséquent, un bilan thermique local négligeant la conduction longitudinale est utilisé pour calculer le coefficient d'échange pour toute abscisse  $z$  de la zone de visualisation infrarouge.

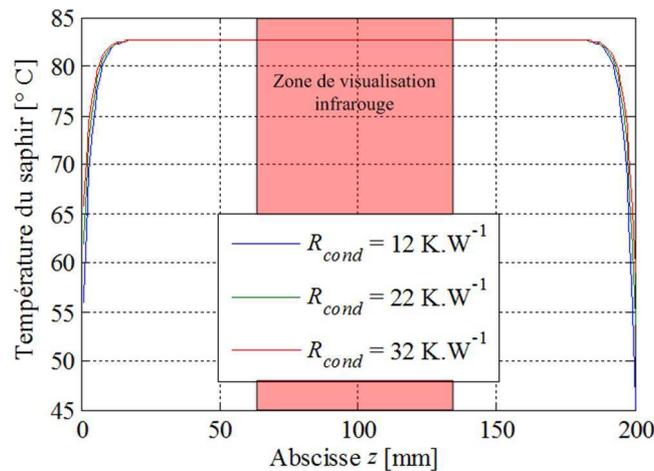


Figure B-2 Evolution de la température de saphir avec l'abscisse du tube pour différentes résistances thermiques globales de conduction

## Annexe C Résistances linéiques utilisées dans le modèle thermique local

### Convection naturelle

La résistance linéique de convection naturelle due à la circulation de l'air autour du dépôt d'ITO est prise en compte dans le bilan thermique local en considérant un coefficient d'échange moyen pour l'ensemble de la surface extérieure du tube :

$$R_{l,conv,air} = \frac{1}{\bar{\alpha}_{air}(\bar{T}_{air})\pi d_{ext}} \quad (C-1)$$

La température considérée pour le calcul du coefficient d'échange en convection naturelle est celle indiquée par les thermocouples placés sur les plaques en polycarbonate. Ce coefficient d'échange convectif est calculé à l'aide de la corrélation proposée par Churchill et Chu (1975) :

$$\overline{Nu}_{air} = \frac{\bar{\alpha}_{conv,air}}{\lambda_{air}d_{ext}} = \left[ 0,6 + \frac{0,387\overline{Ra}_{air}^{\frac{1}{6}}}{\left(1 + \left(\frac{0,559}{Pr_{air}}\right)^{\frac{9}{16}}\right)^{\frac{8}{27}}} \right]^2 \quad (C-2)$$

$$\overline{Ra}_{air} = \frac{g(\bar{T}_{pe} - T_{air})d_{ext}^3}{64\nu_{air}\alpha_{air}T_{air}} \quad (C-3)$$

$$Pr_{air} = \frac{\nu_{air}}{\alpha_{air}} \quad (C-4)$$

L'incertitude relative commise sur l'estimation de cette résistance linéique est déterminée avec l'expression suivante :

$$\frac{\delta R_{l,conv,air}}{R_{l,conv,air}} = \sqrt{\left(\frac{\delta Nu_{air}}{Nu_{air}}\right)^2 + \left(\frac{\delta d_{ext}}{d_{ext}}\right)^2 + \left(\frac{\delta \lambda_{air}}{\lambda_{air}}\right)^2} \quad (C-5)$$

L'incertitude relative commise sur l'estimation de la résistance de convection naturelle est majoritairement due à la capacité de prédiction de la corrélation de Churchill et Chu (1975), et donc à l'incertitude relative sur le nombre de Nusselt. Par conséquent, il est considéré que cette incertitude vaut 25 %.

### Rayonnement

La résistance linéique de rayonnement est calculée en considérant l'émissivité à l'abscisse  $z$  calculée à partir du post-traitement de l'image infrarouge ainsi que la température radiative moyenne  $T_{amb}$ . Le calcul de ce terme repose sur l'hypothèse que le tube rayonne majoritairement sur les plaques en polycarbonate et la mousse noire. Cette hypothèse est vérifiée en considérant la géométrie de la section test présentée sur la figure c-1. Par conséquent, la température radiative moyenne est mesurée en moyennant les valeurs de températures de trois thermocouples collés aux parois internes des deux plaques de polycarbonate.

$$C_{l,ray}(z) = \bar{\epsilon}(\bar{T}_{pe}(z)) \sigma_{sb} \pi d_{ext} (\bar{T}_{pe}^2(z) + T_{amb}^2) (\bar{T}_{pe}(z) + T_{amb}) \quad (C-6)$$

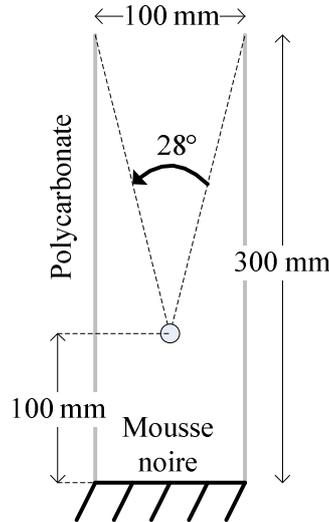


Figure C-1 Disposition de la mousse noire et des plaques en polycarbonate autour du tube en saphir

L'incertitude relative commise sur la résistance linéique de rayonnement est calculée de la façon suivante :

$$\frac{\delta R_{l,ray}(z)}{R_{l,ray}(z)} = \sqrt{\left(\frac{\delta \bar{\epsilon}}{\bar{\epsilon}}\right)^2 + \left(\frac{\delta d_{ext}}{d_{ext}}\right)^2 + \frac{\delta \bar{T}_{pe}^4 + \delta T_{amb}^4}{(\bar{T}_{pe}^2(z) + T_{amb}^2)^2} + \frac{\delta \bar{T}_{pe}^2 + \delta T_{amb}^2}{(\bar{T}_{pe}(z) + T_{amb})^2}} \quad (C-7)$$

Le calcul de l'émissivité à l'abscisse  $z$  permet d'assurer une estimation de ce paramètre à moins de 5 %. L'incertitude relative sur le diamètre extérieur est de 5 %. Les deux termes suivants sont négligeables au regard de l'incertitude relative commise sur les températures. Par conséquent, la résistance linéique de rayonnement est estimée avec une incertitude de 10 %.

## Conduction 1D

La résistance linéique moyenne de conduction radiale dans la paroi en saphir est calculée en considérant la conductivité du saphir à la température de l'écoulement  $T_{sat}$  :

$$R_{l,cond} = \frac{\ln\left(\frac{d_{ext}}{d_{int}}\right)}{2\pi\lambda_{saphir}(T_{sat})} \quad (C-8)$$

La gamme de températures rencontrées lors de la campagne d'essais permet de considérer que la conductivité thermique du saphir dépend linéairement de la température avec une pente de  $-0,08 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  par kelvin. Du fait de la faible évolution de la conductivité thermique du saphir et au regard des gradients thermiques rencontrés dans la paroi en saphir, on considère la conduction du saphir à la température d'écoulement. L'incertitude relative commise sur la résistance linéique de conduction est calculée avec l'expression suivante :

$$\frac{\delta R_{l,cond}}{R_{l,cond}} = \sqrt{\left(\frac{\delta \lambda_{saphir}}{\lambda_{saphir}}\right)^2 + \left(\frac{\delta d_{ext}}{d_{ext} \ln\left(\frac{d_{ext}}{d_{int}}\right)}\right)^2 + \left(\frac{\delta d_{int}}{d_{int} \ln\left(\frac{d_{ext}}{d_{int}}\right)}\right)^2} \quad (C-9)$$

La faible évolution de la conductivité thermique du saphir dans la paroi du tube amène à négliger le premier terme dans l'expression de la résistance linéique. Par conséquent, la résistance linéique de conduction est estimée avec une incertitude relative de 15 % en considérant des incertitudes de 10 % et de 5 % pour les rayons intérieur et extérieur respectivement.

Le calcul de la résistance linéique de rayonnement dépendant de l'émissivité et de la température de paroi, celle-ci est calculée par itération en considérant une émissivité initiale de 0,5 et une température de paroi égale à la température de fluide.

## Convection forcée

La résistance linéique de convection forcée s'exprime comme suit :

$$R_{l,conv,R-245fa} = \frac{1}{\alpha_{conv,R-245fa} \pi d_{int}} \quad (C-10)$$

Le coefficient d'échange est calculé en conditions monophasiques avec deux corrélations. La première considérée est celle de Gnielinski (1976), valable pour  $\frac{L}{d_{int}} > 60$ ,  $3000 \leq Re_{liq} \leq 5 \cdot 10^6$  et  $0,5 \leq Pr_{liq} \leq 2000$ :

$$Nu_{liq} = \frac{\frac{f}{8}(Re_{liq} - 1000)Pr_{liq}}{1 + 12,7\left(\frac{f}{8}\right)^{\frac{1}{2}}\left(Pr_{liq}^{\frac{2}{3}} - 1\right)} \quad (C-11)$$

La deuxième corrélation considérée est celle de Colburn (1933), valable pour  $\frac{L}{d_{int}} > 60$ ,  $10^4 \leq Re_{liq} \leq 1,2 \cdot 10^5$  et  $0,7 \leq Pr_{liq} \leq 100$  :

$$Nu_{liq} = 0,023 Re_{liq}^{0,8} Pr_{liq}^{\frac{1}{3}} \quad (C-12)$$

Du fait de la position de la section de visualisation infrarouge, une partie de la section est dans la zone d'établissement thermique, le nombre de Nusselt y est calculé avec la relation suivante valable pour  $20 < \frac{L}{d_{int}} \leq 60$  :

$$Nu_{liq} = Nu_{liq,\infty} \left(1 + 6 \frac{d_{int}}{L}\right) \quad (C-13)$$

L'évolution de l'incertitude sur l'estimation de la température de paroi en fonction de la température de paroi, présentée en Figure C-2, est déduite de l'incertitude sur la température de fluide (0,2 °C) ainsi que des incertitudes relatives des conductances linéiques avec les formules suivantes :

$$\delta T_{pe} = \sqrt{\left(\frac{\partial T_{pe}}{\partial (C_{l,air} + C_{l,ray})}\right)^2 (\delta C_{l,air}^2 + \delta C_{l,ray}^2) + \left(\frac{\partial T_{pe}}{\partial C_{l,trans}} \delta C_{l,trans}\right)^2 + \left(\frac{\partial T_{pe}}{\partial T_{air}} \delta T_{air}\right)^2 + \left(\frac{\partial T_{pe}}{\partial T_f} \delta T_f\right)^2} \quad (C-14)$$

$$\frac{\partial T_{pe}}{\partial (C_{l,air} + C_{l,ray})} = \frac{C_{l,trans}(T_{air} - T_f)}{(C_{l,air} + C_{l,trans} + C_{l,ray})^2} \quad (C-15)$$

$$\frac{\partial T_{pe}}{\partial C_{l,trans}} = \frac{(C_{l,air} + C_{l,ray})(T_f - T_{air})}{(C_{l,air} + C_{l,trans} + C_{l,ray})^2} \quad (C-16)$$

$$\frac{\partial T_{pe}}{\partial T_{air}} = \frac{C_{l,air} + C_{l,ray}}{C_{l,air} + C_{l,trans} + C_{l,ray}} \quad (C-17)$$

$$\frac{\partial T_{pe}}{\partial T_f} = \frac{C_{l,trans}}{C_{l,air} + C_{l,trans} + C_{l,ray}} \quad (C-18)$$

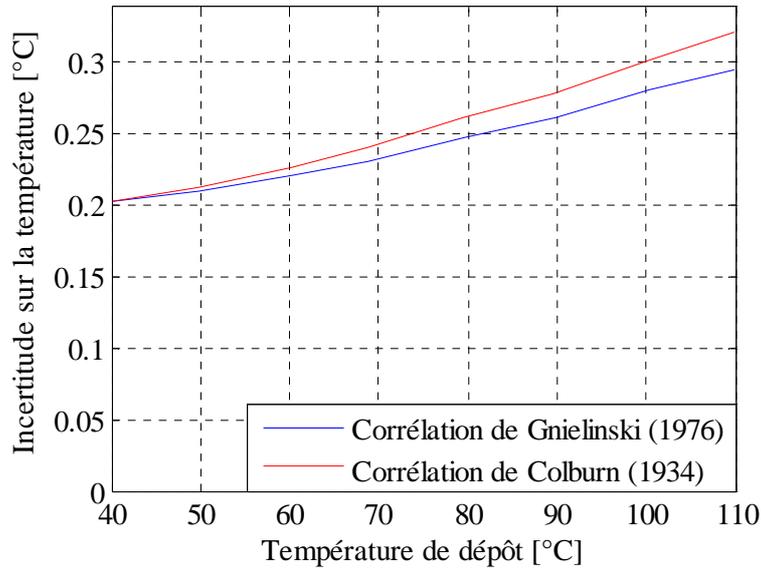


Figure C-2 Evolution de l'incertitude sur la température de dépôt

## Annexe D Modèles homogènes et à phases séparées de prédiction des chutes de pression

### Modèles homogènes

Le modèle homogène suppose que les deux phases s'écoulent à la même vitesse et considère de ce fait un nombre de Reynolds diphasique pour la modélisation des contraintes au sein de l'écoulement. Chaque modèle diffère de l'autre par la définition de la viscosité dynamique utilisée pour le calcul du nombre de Reynolds :

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{frict} = \frac{2f_{tp}G^2}{d_{int}\rho_{tp}} \quad (D-1)$$

$$\text{Pour } Re_{tp} < 2000 : f_{tp} = \frac{16}{Re_{tp}} \quad (D-2)$$

$$\text{Pour } Re_{tp} \geq 2000 : f_{tp} = \frac{0,079}{Re_{tp}^{0,25}} \quad (D-3)$$

$$Re_{tp} = \frac{Gd_{int}}{\mu_{tp}} \quad (D-4)$$

avec  $\mu_p$  la viscosité dynamique diphasique

Les définitions de la viscosité dynamique diphasique analysées en chapitre 4 sont celles proposées par dix modèles homogènes différents récapitulés dans le tableau D-1.

Tableau D-1 Définitions des viscosités dynamiques diphasiques utilisées par les modèles homogènes comparés dans le chapitre 4 (Charnay, 2014)

Authors	Definitions
[McAdams et al. (1942)]	$\mu_{TP} = \left(\frac{x}{\mu_V} + \frac{1-x}{\mu_L}\right)^{-1}$
[Cicchitti et al. (1960)]	$\mu_{TP} = x \cdot \mu_V + (1-x) \cdot \mu_L$
[Dukler et al. (1964)]	$\mu_{TP} = \rho_{TP} \cdot \left(x \cdot \frac{\mu_V}{\rho_V} + (1-x) \cdot \frac{\mu_L}{\rho_L}\right)$
[Beattie and Whalley (1982)]	$\mu_{TP} = \theta \cdot \mu_V + (1-\theta) \cdot (1+2.5 \cdot \theta) \cdot \mu_L$ $\theta = \left[1 + \left(\frac{\rho_V}{\rho_L}\right) \cdot \left(\frac{1-x}{x}\right)\right]^{-1}$
[Lin et al. (1991)]	$\mu_{TP} = \frac{\mu_L \cdot \mu_V}{\mu_V + x^{1.4} \cdot (\mu_L - \mu_V)}$
[Fourar and Bories (1995)]	$\mu_{TP} = \rho_{TP} \cdot \left(\sqrt{x \cdot \nu_V} + \sqrt{(1-x) \cdot \nu_L}\right)^2$
[Davidson et al. (1943)]	$\mu_{TP} = \mu_L \cdot \left[1 + x \cdot \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} - 1\right)\right]$
[García et al. (2003)]	$\mu_{TP} = \frac{\mu_L \cdot \rho_V}{x \cdot \rho_L + (1-x) \cdot \rho_V}$
[Awad and Muzychka (2008) No 1]	$\mu_{TP} = \mu_L \cdot \frac{2 \cdot \mu_L + \mu_V - 2 \cdot (\mu_L - \mu_V) \cdot x}{2 \cdot \mu_L + \mu_V + (\mu_L - \mu_V) \cdot x}$
[Awad and Muzychka (2008) No 2]	$\mu_{TP} = \mu_V \cdot \frac{2 \cdot \mu_V + \mu_L - 2 \cdot (\mu_V - \mu_L) \cdot (1-x)}{2 \cdot \mu_V + \mu_L + (\mu_V - \mu_L) \cdot (1-x)}$

## Modèles à phases séparées

Le modèle à phases séparées considère que les deux phases sont artificiellement séparées en deux écoulements monophasiques, chacune s'écoulant dans sa propre conduite. Les différents modèles à phases séparées de chutes de pression comparés dans la présente étude sont présentés dans le tableau D-2.

Tableau D-2 Différentes corrélations de prédiction des chutes de pression utilisant le modèle à phases séparées et testées dans le chapitre 4

Auteurs	Corrélation
Lockhart et Martinelli (1949)	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{frict} = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{liq} \Phi_{liq}^2, \Phi_{liq}^2 = 1 + \frac{C}{\chi} + \frac{1}{\chi^2}, \chi^2 = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{liq} \left(\frac{dp}{dz}\right)_{vap}^{-1}$ $C_{lam,lam} = 5, C_{turb,lam} = 10, C_{lam,turb} = 12, C_{turb,turb} = 20$
Friedel (1979)	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{frict} = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{liq,s} \Phi_{liq,s}^2$ $\Phi_{liq,s}^2 = (1-x)^2 + x^2 \left(\frac{\rho_{liq}}{\rho_{vap}}\right) \left(\frac{f_{liq}}{f_{vap}}\right)$ $+ 3,24x^{0,78}(1-x)^{0,224} \left(\frac{\rho_{liq}}{\rho_{vap}}\right)^{0,91} \left(\frac{\mu_{vap}}{\mu_{liq}}\right)^{0,19} \left(1 - \frac{\mu_{vap}}{\mu_{liq}}\right)^{0,7} Fr_{tp}^{-0,045} We_{tp}^{-0,035}$ $Fr_{tp} = \frac{G^2}{g d_{int} \rho_H^2}, We_{tp} = \frac{G^2 d_{int}}{\sigma \rho_H}, \rho_H = \left[\frac{x}{\rho_{vap}} + \frac{1-x}{\rho_{liq}}\right]^{-1}$
Müller-Steinhagen et Heck (1986)	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{frict} = \left[\left(\frac{dp}{dz}\right)_{liq,s} + 2 \left[\left(\frac{dp}{dz}\right)_{vap,s} - \left(\frac{dp}{dz}\right)_{liq,s}\right] x\right] (1-x)^{\frac{1}{3}} + \left(\frac{dp}{dz}\right)_{liq,s} x^3$
Mishima et al. (1993)	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{frict} = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{liq} \Phi_{liq}^2, \Phi_{liq}^2 = 1 + \frac{C}{\chi} + \frac{1}{\chi^2}, \chi^2 = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{liq} \left(\frac{dp}{dz}\right)_{vap}^{-1}$ $C = 21(1 - \exp(-0,333d_{int}))$
Tran et al. (2000)	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{frict} = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{liq,s} \Phi_{liq,s}^2 N_{conf} = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{liq} - \rho_{vap}) d_{int}^2}}$ $\Phi_{liq,s}^2 = 1 + \left[4,3 \left(\frac{dp}{dz}\right)_{vap,s} \left(\frac{dp}{dz}\right)_{liq,s}^{-1} - 1\right] \left[N_{conf} x^{0,875} (1-x)^{0,875} + x^{1,75}\right]$
Chen et al. (2001)	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{frict} = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{liq,s, Friedel} \Omega, Bd^* = \frac{g(\rho_{liq} - \rho_{vap}) d_{int}^2}{4\sigma}$ $Pour Bd^* < 2,5 : \Omega = \frac{0,0333 Re_{liq,s}^{0,45}}{Re_{vap}^{0,09} (1 + 0,4e^{-Bd^*})}$ $Pour Bd^* \geq 2,5 : \Omega = \frac{We_{tp}^{0,2}}{2,5 + 0,06Bd^*}$
Yu et al. (2002)	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{frict} = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{liq} \Phi_{liq}^2, \Phi_{liq}^2 = \left[18,65 \left(\frac{\rho_{vap}}{\rho_{liq}}\right)^{0,5} \left(\frac{1-x}{x}\right) \left(\frac{Re_{vap}^{0,1}}{Re_{liq}^{0,5}}\right)\right]^{-1,9}$
Hwang et Kim (2006)	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{frict} = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{liq} \Phi_{liq}^2, \Phi_{liq}^2 = 1 + \frac{C}{\chi} + \frac{1}{\chi^2}, C = 0,227 Re_{liq,s}^{0,452} \chi^{-0,32} N_{conf}^{-0,82}$
Li et Wu (2010)	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{frict} = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{liq} \Phi_{liq}^2, \Phi_{liq}^2 = 1 + \frac{C}{\chi} + \frac{1}{\chi^2}, Bd = \frac{g(\rho_{liq} - \rho_{vap}) d_{int}^2}{\sigma}$ $Pour Bd \leq 1,5 : C = 11,9Bd^{0,45}$ $Pour 1,5 < Bd \leq 11 : C = 109,4(Bd Re_{liq}^{0,5})^{-0,56}$ $Pour Bd > 11 : \text{Corrélation de Beattie et Whalley (Beattie and Whalley, 1982) recommandée}$
Zhang et al. (2010)	$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{frict} = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{liq} \Phi_{liq}^2, \Phi_{liq}^2 = 1 + \frac{C}{\chi} + \frac{1}{\chi^2}$ $\text{En écoulement liquide - vapeur adiabatique : } C = 21 \left[1 - \exp\left(-\frac{0,142}{N_{conf}}\right)\right]$

Li et Wu (2011)

$$\begin{aligned} & \text{Pour } Bd < 0,1 : \\ & \left(\frac{dp}{dz}\right)_{frict} = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{liq} \Phi_{liq}^2, \Phi_{liq}^2 = 1 + \frac{C}{\chi} + \frac{1}{\chi^2}, C = 5,60Bd^{0,28} \\ & \text{Pour } Bd \geq 0,1 \text{ et } BdRe_{liq}^{0,5} \leq 200 : \\ & \left(\frac{dp}{dz}\right)_{frict} = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{liq,s} \Phi_{liq,s}^2, \Phi_{liq,s}^2 = (1 - \chi)^2 + 2,87\chi^2 P_R^{-1} + 1,54Bd^{0,19} \left(\frac{\rho_{liq} - \rho_{vap}}{\rho_H}\right)^{0,81} \end{aligned}$$

Pour  $BdRe_{liq}^{0,5} > 200$  : Corrélation de Beattie et Whalley (Beattie and Whalley, 1982) recommandée

Kim et Mudawar (2014a)

$$\begin{aligned} & \left(\frac{dp}{dz}\right)_{frict} = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{liq} \Phi_{liq}^2, \Phi_{liq}^2 = 1 + \frac{C}{\chi} + \frac{1}{\chi^2}, \chi^2 = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{liq} \left(\frac{dp}{dz}\right)_{vap}^{-1} \\ & C_{turb,turb} = 0,39Re_{liq,s}^{0,03} Su_{vap,s}^{0,10} \left(\frac{\rho_{liq}}{\rho_{vap}}\right)^{0,35} \\ & C_{turb,lam} = 8,7 \cdot 10^{-4} Re_{liq,s}^{0,17} Su_{vap,s}^{0,50} \left(\frac{\rho_{liq}}{\rho_{vap}}\right)^{0,14} \\ & C_{lam,turb} = 0,0015 Re_{liq,s}^{0,59} Su_{vap,s}^{0,19} \left(\frac{\rho_{liq}}{\rho_{vap}}\right)^{0,36} \\ & C_{lam,lam} = 3,5 \cdot 10^{-5} Re_{liq,s}^{0,44} Su_{vap,s}^{0,50} \left(\frac{\rho_{liq}}{\rho_{vap}}\right)^{0,48} \end{aligned}$$


---

## Annexe E Modèle de Beggs et Brill

Le modèle de Beggs et Brill (1973) est basé sur l'analyse de données expérimentales de transitions de régimes et de chutes de pression en écoulements air-eau acquises dans des conduites de 2,54 et 3,81 cm de diamètres intérieurs. Leur modèle considère la modification des transitions de régimes par rapport au cas horizontal, les régimes étant divisés en trois catégories : séparés, intermittents, et distribués. Ces transitions permettent ensuite d'accéder au taux de vide ( $1 - H_L$ ) et aux chutes de pression, exprimées en fonction du taux de vide.

La procédure détaillée d'obtention du gradient de pression est la suivante :

- Calculer  $\rho_L, \rho_G, v_{SL}, v_m, G_m, \lambda, N_{FR}, N_{Rens}, N_{Lv}$

$$v_{SL} = \frac{(1-x)G}{\rho_L}$$

$$v_{SG} = \frac{xG}{\rho_G}$$

$$v_m = v_{SL} + v_{SG}$$

$$G_m = G_L + G_g$$

$$G_m = (\rho_L \lambda + \rho_G (1 - \lambda)) v_m$$

$$\lambda = \frac{v_{SL}}{v_{SL} + v_{SG}}$$

$$N_{FR} = \frac{v_m^2}{gd}$$

$$N_{Rens} = \frac{G_m d}{\mu_L \lambda + \mu_G (1 - \lambda)}$$

$$N_{Lv} = v_{SL} \left( \frac{\rho_L}{g\sigma} \right)^{0,25}$$

- Calculer  $L_1$  et  $L_2$  :

$$L_1 = \exp(-4,62 - 3,757X - 0,481X^2 - 0,0207X^3)$$

$$L_2 = \exp(1,061 - 4,602X - 1,609X^2 - 0,179X^3 + 0,635 \cdot 10^{-3} X^5)$$

$$X = \ln(\lambda)$$

- Déterminer le régime d'écoulement :

- Si  $N_{FR} < L_1$ , séparé
- Si  $N_{FR} > L_1$  et  $> L_2$ , distribué
- Si  $L_1 < N_{FR} < L_2$ , intermittent

- Calculer  $H_L(0)$  :

$$\text{Séparé } H_L(0) = \frac{0,98\lambda^{0,4846}}{N_{FR}^{0,0868}}$$

$$\text{Intermittent } H_L(0) = \frac{0,845\lambda^{0,5351}}{N_{FR}^{0,0713}}$$

$$\text{Distribué } H_L(0) = \frac{1,065\lambda^{0,5824}}{N_{FR}^{0,0609}}$$

- Calculer  $C$  ( $C+$  écoulement ascendant,  $C-$  écoulement descendant):

$$\text{Séparé } C+ = (1 - \lambda) \ln \left( \frac{0,011 N_{Lv}^{3,539}}{\lambda^{3,768} N_{FR}^{1,614}} \right)$$

$$\text{Intermittent } C+ = (1 - \lambda) \ln \left( \frac{2,96\lambda^{0,305} N_{FR}^{0,0978}}{N_{LV}^{0,4473}} \right)$$

Distribué  $C+=0$ Séparé, Intermittent, Distribué  $C-= (1-\lambda) \ln \left( \frac{4,7N_{Lv}^{0,1244}}{\lambda^{0,3692}N_{FR}^{0,5056}} \right)$ 

- Calculer  $\phi = 1,8\theta$  avec  $\theta$  l'angle de l'écoulement par rapport à l'horizontal, et  $\psi$  :

$$\psi = 1 + C \left( \sin\phi - \frac{1}{3} \sin^3 \phi \right)$$

- Calculer  $H_L(\theta) = H_L(0)\psi$  et  $\rho_{tp}$  :

$$\rho_{tp} = H_L\rho_L + (1 - H_L)\rho_G$$

- Calculer  $\frac{f_{tp}}{f_{ns}}$  :

$$\frac{f_{tp}}{f_{ns}} = e^S$$

$$S = \frac{\ln(y)}{-0,0523 + 3,182 \ln(y) - 0,8725(\ln(y))^2 + 0,01853(\ln(y))^4}$$

$$y = \frac{\lambda}{H_L(\theta)^2}$$

- Calculer  $f_{ns}$  à partir du diagramme de Moody ou de l'équation :

$$f_{ns} = \left( 2 \log \left( \frac{N_{Re ns}}{4,5223 \log N_{Re ns} - 3,8215} \right) \right)^{-2}$$

- Calculer  $f_{tp} = f_{ns} \left( \frac{f_{tp}}{f_{ns}} \right)$

Le gradient de pression s'exprime de la façon suivante :

$$-\frac{dp}{dZ} = \frac{g \sin\theta (\rho_L H_L + \rho_G (1 - H_L)) + \frac{f_{tp} G_m v_m}{2d}}{1 - \frac{(\rho_L H_L + \rho_G (1 - H_L)) v_m v_{SG}}{p}}$$

Dans le cas d'un écoulement où le terme d'accélération est négligeable (cas pratique) :

$$-\frac{dp}{dZ} = g \sin\theta (\rho_L H_L + \rho_G (1 - H_L)) + \frac{f_{tp} G_m v_m}{2d}$$

## Annexe F Modèles asymptotiques de prédiction du coefficient d'échange

Les modèles asymptotiques considèrent l'évolution du coefficient d'échange diphasique comme la somme de deux composantes : une d'ébullition nucléée et une d'ébullition convective. De ce fait, les modèles asymptotiques d'ordre  $n$  considèrent l'expression suivante du coefficient d'échange diphasique :

$$\alpha_{diph} = [(S\alpha_{nuc})^n + (E\alpha_{conv})^n]^{\frac{1}{n}} \quad (F-1)$$

Les corrélations des différents modèles asymptotiques ainsi que des modèles monophasiques et d'ébullition en vase sont présentées dans le tableau F-1

Tableau F-1 Corrélations de prédictions du coefficient d'échange diphasique issues de modèles asymptotiques

### Ebullition nucléée

Auteurs	Corrélation
Cooper (1984)	$\alpha_{Cooper} = 55P_R^{0,12}(-\log_{10} P_R)^{-0,55}M^{-0,5}\phi^{0,67}$
Forster et Zuber (1955)	$\alpha_{Forster,Zuber} = 0,00122 \left( \frac{\lambda_{liq}^{0,79} c_{p,liq}^{0,45} \rho_{liq}^{0,49}}{\sigma^{0,5} \mu_{liq}^{0,29} l_{évap}^{0,24} \rho_{vap}^{0,24}} \right) \Delta T_{sat}^{0,24} \Delta p_{sat}^{0,75}$

### Ebullition convective

Auteurs	Corrélation
Dittus-Boelter	$\alpha_{Dittus-Boelter} = 0,023 Re_{liq}^{0,8} Pr_{liq}^{0,4} \frac{\lambda_{liq}}{d_{int}}$
Gnielinski (1976)	$\alpha_{Gnielinski} = \frac{\frac{f}{8} (Re_{liq} - 1000) Pr_{liq}}{1 + 12,7 \left(\frac{f}{8}\right)^{\frac{1}{2}} \left(Pr_{liq}^{\frac{2}{3}} - 1\right)} \frac{\lambda_{liq}}{d_{int}}$
Collier et Thome (1994)	$\alpha_{Collier} = 0,17 Re_{liq}^{0,33} Pr_{liq}^{0,43} \left(\frac{Pr_{liq}}{Pr(T_{pi})}\right)^{0,25} \left(\frac{g b d_{int}^3 (T_{pi} - T_{sat})}{\mu_{liq}^2}\right)^{0,1}$ avec $b = \frac{\rho_{liq} - \rho_m}{\rho_m (T_m - T_{sat})}$ et $\rho_m = \rho \left(T = \frac{1}{2}(T_{pi} + T_{sat})\right)$

### Modèles asymptotiques

Auteurs	Corrélation
Chen (1964)	$\alpha_{tp} = F\alpha_{Dittus-Boelter} + S\alpha_{Forster,Zuber}$ $\chi < 0,1 : F = 1$ $\chi \geq 0,1 : F = 2,35(\chi^{-1} + 0,213)^{0,736}$ $S = \frac{1}{1 + 2,53 \cdot 10^{-6} Re_{liq}^{1,17}}$
Gungor et Winterton	$\alpha_{tp} = E\alpha_{Dittus-Boelter} + S\alpha_{Cooper}$

(1986)

$$E = 1 + 24000Bo^{1,16} + 1,37\chi^{-0,86}$$

$$S = \frac{1}{1 + 1,15 \cdot 10^{-6} E^2 Re_{liq}}$$

$$\beta = 0 \text{ et } Fr_{liq} \leq 0,05 : E = EFr_{liq}^{0,1-2Fr_{liq}}, S = SFr_{liq}^{0,5}$$

Kandlikar (1990)

$$\alpha_{tp,nb} = (1-x)^{0,8} (0,6683C_v^{-0,2} f_2(Fr_{liq,s}) + 1058Bo^{0,7} F_f) \alpha_{Gnielinski}$$

$$\alpha_{tp,cb} = (1-x)^{0,8} (1,136C_v^{-0,9} f_2(Fr_{liq,s}) + 667,2Bo^{0,7} F_f) \alpha_{Gnielinski}$$

$$\text{avec } C_v = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,8} \left(\frac{\rho_{vap}}{\rho_{liq}}\right)^{0,5}, f_2 = 1 \text{ et } F_f = 1,43$$

$$\text{si } \alpha_{tp,nb} > \alpha_{tp,cb} : \alpha_{tp} = \alpha_{tp,nb} \text{ sinon } \alpha_{tp} = \alpha_{tp,cb}$$

Liu et Winterton (1991)

$$\alpha_{tp} = F\alpha_{Dittus-Boelter} + S\alpha_{Cooper}$$

$$F = \left(1 + xPr_{liq} \left(\frac{\rho_{liq}}{\rho_{vap}} - 1\right)\right)^{0,35}$$

$$S = (1 + 0,55F^{0,1} Re_{liq}^{0,16})^{-1}$$

Balasubramanian et  
Kandlikar (2003)

$$Re_{liq} > 3000 : \alpha_{tp} = \alpha_{Kandlikar}$$

$$Re_{liq} < 1600 : \alpha_{tp} = 4,36 \frac{\alpha_{Kandlikar} \lambda_{liq}}{\alpha_{Gnielinski} d_{int}}$$

$$1600 \leq Re_{liq} \leq 3000 : \text{interpolation linéaire entre}$$

$$Re_{liq} = 1600 \text{ et } Re_{liq} = 3000$$

Zhang et al. (2004)

$$Re_{liq} > 2300 : \alpha_{tp} = F\alpha_{Dittus-Boelter} + S\alpha_{Forster,Zuber}$$

$$Re_{liq} < 2000 \text{ et } \beta = \pm 90^\circ : \alpha_{cb} = \max(\alpha_{Collier}, \alpha_{lam})$$

$$\text{avec } \alpha_{lam} = 4,36\lambda_{liq}/d_{int}$$

$$\text{sinon } : \alpha_{cb} = \max(\alpha_{lam}, \alpha_{Dittus-Boelter})$$

$$\text{avec } F = C(\phi^2)^m \text{ et } S = \frac{1}{1 + 1,15 \cdot 10^{-6} E^2 Re_{liq}}$$

Saitoh et al. (2007)

$$\alpha_{tp} = F\alpha_{Dittus-Boelter} + S\alpha_{nuc}$$

$$\text{avec } \alpha_{nuc} = 207 \frac{\lambda_{liq}}{d_{bulle}} \left(\frac{\phi d_{bulle}}{\lambda_{liq} T_{sat}}\right)^{0,745} \left(\frac{\rho_{vap}}{\rho_{liq}}\right)^{0,581} Pr_{liq}^{0,533}$$

$$d_{bulle} = [2\sigma / (g(\rho_{liq} - \rho_{vap}))]^{0,5}$$

$$F = \frac{\left(\frac{1}{\chi}\right)^{1,05}}{1 + We_{vap}^{-0,4}} \text{ et } S = \frac{1}{1 + 0,4(10^{-4} Re_{tp})^{1,4}}$$

$$Re_{tp} = Re_{liq} F^{1,25}$$

Bertsch et al. (2009)

$$\alpha_{tp} = F\alpha_{conv} + S\alpha_{Cooper}$$

$$\text{avec } \alpha_{conv} = (1-x)\alpha_{liq} + x\alpha_{vap}$$

$$\text{pour } i = liq, vap : \alpha_i = \left[ 3,66 + \frac{0,0668 \frac{d_{int}}{z} Re_i Pr_i}{1 + 0,04 \frac{d_{int}}{z} Re_i Pr_i^{\frac{2}{3}}} \right] \frac{\lambda_i}{d_{int}}$$

$$S = 1 - x \text{ et } F = 1 + 80(x^2 - x^6)e^{-0,6Co}$$



## FOLIO ADMINISTRATIF

### THESE DE L'UNIVERSITE DE LYON OPEREE AU SEIN DE L'INSA LYON

NOM : LAYSSAC

DATE de SOUTENANCE : 09/02/2018

Prénoms : Thibaut, Michel, Robert

TITRE : Contribution à l'étude phénoménologique de l'ébullition convective en mini-canal

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : xxx

Ecole doctorale : MEGA (Mécanique – Energétique – Génie civil - Acoustique)

Spécialité : Thermique énergétique

#### RESUME :

Les écoulements diphasiques liquide-gaz et liquide-vapeur sont présents dans de nombreuses problématiques industrielles. De fait, ils sont rencontrés dans des configurations diverses, tant en termes de dimensions que d'orientation et présentent des caractéristiques variées. Pour autant, il peut être distingué dans la littérature deux cas limites de modélisation de l'écoulement diphasique liées à son confinement : l'échelle micro et l'échelle macro. Cependant, la caractérisation de la transition entre ces deux échelles reste un enjeu majeur de compréhension de l'écoulement diphasique. De plus, les comportements thermiques en ébullition convective sont impactés par le phénomène de nucléation, fortement influencé par la géométrie de l'application et les conditions de saturations. De ce fait, l'objectif principal de la thèse est de contribuer à la compréhension des écoulements diphasiques adiabatiques et non adiabatiques à une échelle intermédiaire entre les échelles micro et macro, où les comportements tant dynamiques que thermiques sont mal définis. Pour ce faire, dans le travail présent, les effets du confinement et de l'inclinaison de l'écoulement diphasique sur les régimes d'écoulement, les chutes de pression et les échanges thermiques sont étudiés et comparés avec les observations et modèles de la littérature.

Une section test inclinable de 1,6 mm de diamètre intérieur a été installée sur le banc d'essais de Charnay (2014), permettant l'étude de l'ébullition convective du R-245fa. Celle-ci permet de visualiser l'écoulement à l'intérieur de l'évaporateur ainsi que d'acquérir simultanément les chutes de pression et le champ de température de paroi extérieure. Pour ce faire, un tube en saphir chauffé par un dépôt d'ITO a été employé. Le champ de température a été obtenu par une procédure d'acquisition et de post-traitement infrarouge. Au préalable, une campagne d'essais a été menée en conditions adiabatiques sur la section de Charnay (2014). La section test présente, quant à elle, a permis deux campagnes d'essais en conditions adiabatiques et en ébullition convective.

Des études menées en conditions adiabatiques est apparu un fort effet de l'inclinaison et du confinement sur les régimes d'écoulement ainsi que sur les chutes de pression. L'effet de l'inclinaison s'apparente à ce qui a pu être observé en macro-canal dans la littérature. De plus, l'inclinaison n'affecte que peu les échanges thermiques au regard des incertitudes inhérentes au dispositif infrarouge. Enfin, il est observé un effet de l'inclinaison sur le régime d'assèchement. Dans cette configuration, l'évolution temporelle du champ de température de paroi extérieure apparaît synchrone avec l'évolution dynamique de l'écoulement diphasique.

MOTS-CLÉS : étude expérimentale, écoulement diphasique incliné, ébullition convective, mini-canal, régimes d'écoulement, coefficient de transfert de chaleur, chute de pression

Laboratoire (s) de recherche : CETHIL UMR 5008

Directeur de thèse: Rémi REVELLIN, Stéphane LIPS

Président de jury : XXX

Composition du jury : Catherine Colin, Nadia Caney, David Brutin, Pierre Valiorgue, Rémi Revellin, Stéphane Lips